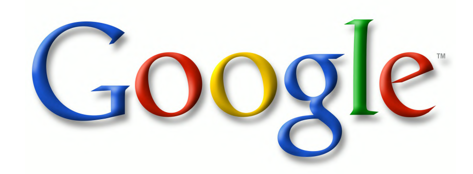
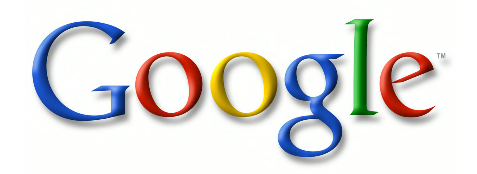






1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
COLLEGE
OF
ENGINEERING





Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper

Fünfundzwanzigster Band

Mit 352 Figuren und 1 Tafel im Text



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1925.

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalartikel.

B. Referate.

C. Patentschau.

D. Literaturschau.

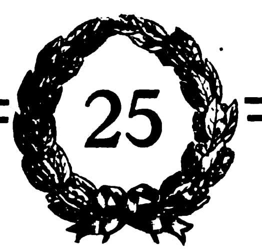
E. Notizen usw.

Sachregister.

Druck von Gebr. Unger, Berlin SW., Bernburger Straße 30.



Band 25 Heft 1



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

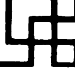
herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.





Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2', zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Zum Beginn des 25. Bandes.

Seit Gründung des „Jahrbuchs für drahtlose Telegraphie" sind jetzt 18 Jahre verflossen und der 25. Band beginnt zu erscheinen. Trotz Krieg und Inflation und trotz mancher inneren Schwierigkeiten, Wechsel des Verlags und mehrfachem Wechsel des Herausgebers ist es gelungen, die Zeitschrift durchzuhalten und die Zahl ihrer Leser immer weiter zu erhöhen. Das ist ein Beweis dafür, daß es an sich ein gesundes Unternehmen war, und daß die Gründer des Jahrbuchs den richtigen Blick für die zukünftige Entwicklung der drahtlosen Telegraphie besaßen, als sie für diesen damals kleinen Sonderzweig der Elektrophysik eine eigene Zeitschrift zu gründen wagten.

Die Notwendigkeit einer besonderen Zeitschrift beruht vor allem auf der außerordentlich schnellen, ja sprunghaften Entwicklung der drahtlosen Telegraphie, die der Wissenschaft und Technik immer wieder neue Aufgaben stellt. Wenn es einmal kurze Zeit so schien, als ob die Grundlagen jetzt endlich endgültig feststünden, so kam stets eine Erfindung oder eine Entdeckung, die völlig Neues brachte. Auf den Braunschen Sender folgte die Stoßerregung und die Poulsenlampe, auf diese der Maschinensender und schließlich der Röhrensender. Der Kohärer wurde durch den Kristall-Detektor, dieser durch das Audion und den Interfrequenzempfang abgelöst. Auf die langen Wellen, die man für das Allheilmittel für Überbrückung großer Entfernungen hielt, folgten die ganz kurzen Wellen, auf die hohen Empfangsantennen die Erdantennen und die Rahmenantennen. Daneben waren die Probleme der gegenseitigen Störung, der Selektion des Richtempfanges, der Entkoppelung, der Schnelltelegraphie, der Telephonie ohne Leitungen und auf Leitungen zu lösen. Kaleidoskopartig wechselten Aufgaben, Anschauungen, Schwierigkeiten, Fabrikationsmethoden, so daß Ingenieure und Physiker in fieberhafter Arbeit erhalten wurden.

In neuester Zeit kommt nun noch die Entwicklung des Rundfunks hinzu. Die eine Seite der Rundfunkbewegung — Popularisierung und Verbilligung der Apparate — gehört wohl nicht in den Rahmen des Jahrbuches; dafür existieren schon heute gerade genug Spezial-Zeitschriften. Anderseits soll die fortschreitende Verbesserung des Senders, seiner „Besprechung", die Verfeinerung der Empfangsmethoden und der Lautsprecher auch fernerhin im Jahrbuch die gebührende Berücksichtigung finden.

Die Zeitschrift sollte und soll das ganze Gebiet der Hochfrequenz, der drahtlosen Telegraphie und Telephonie umfassen, alle wissenschaftlichen Fragen und technischen Errungenschaften behandeln und schließlich die Patentliteratur berücksichtigen.

Bei der großen und immer schnelleren Entwicklung, bei der steigenden Zahl von Untersuchungen, die im In- und Auslande auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie und Hochfrequenz gemacht werden, wird es jedoch immer schwieriger, ein vollständiges Gesamtbild im Jahrbuch zu geben. Abgesehen von Originalarbeiten und Referaten über die allerwichtigsten Fortschritte, werden deshalb in Zukunft vor allem zusammenfassende Übersichten über die einzelnen Zweige zu bringen sein, da sonst der Überblick durch allzuviele Einzelheiten erschwert wird. In dieser Richtung soll das Jahrbuch erweitert werden, und wir hoffen, dafür aus dem Kreise unserer wissenschaftlichen und technischen Freunde die maßgebenden Persönlichkeiten zu gewinnen. Wir dürfen dann erwarten, daß es gelingt, den Aufgaben, denen sich die ersten 24 Bände widmeten, trotz der Fülle des Stoffes auch fernerhin gerecht zu werden.

M. Wien. J. Zenneck.

Der gegenwärtige Konkurrenzkampf zwischen Röhre und Maschine.

Von Graf **von Arco.**

Wir leben augenblicklich in einer Entwicklungsphase der Radio-Technik, für die das Aussterben der Sender mit gedämpften Schwingungen charakteristisch ist. Vielleicht ist die Zeit nicht allzufern, wo ihre Anwendung durch internationale Gesetzgebungen verboten sein wird. Die amerikanischen Amateure sind bereits soweit, aus freien Stücken auf ihre Funkensender zu verzichten und sie durch Röhrensender zu ersetzen.

Für die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen stehen bekanntlich neben der Bogenlampe Röhren- und Maschinensender zur Verfügung. Die Bogenlampe spielt namentlich für den kommerziellen Nachrichten-Austausch heute nur noch eine ganz untergeordnete Rolle. Trotz vieler Verbesserungen ist es bisher nicht geglückt, sie zu einem — verglichen mit den beiden anderen Methoden — vollwertigen Sender zu machen, und es bestehen kaum Aussichten, daß dies im weiteren Verlauf der Entwicklung noch glücken könnte.

Röhre und Maschine sind also heute die beiden Methoden zur Erzeugung ungedämpfter Sendeschwingungen, und es soll hier die Frage beantwortet werden, welcher dieser beiden Methoden der Vorzug gehört.

Ebenso, wie neben dem Gasglühlicht das elektrische Licht besteht und je nach den gegebenen äußeren und ökonomischen Umständen bald die eine, bald die andere Beleuchtungsart bevorzugt wird, verhält es sich auch mit den Röhren- und Maschinen-Sendern. Es ist unmöglich zu sagen, daß die eine der beiden Methoden der anderen im Prinzip überlegen sei, sondern die folgenden Zeilen sollen zeigen, daß beide Methoden ihre Vorzüge und ihre Nachteile haben, und daß entsprechend diesen Vorzügen und Nachteilen bestimmte Anwendungsgebiete der einen und der anderen Methode gehören. Die Entwicklung von Röhre und Maschine schreitet immer noch unausgesetzt vorwärts. Die optimalen Gebiete verschieben sich hiermit, und hierdurch wird die Beantwortung der Frage besonders schwierig.

Als die erste Röhre als Umformer von gewöhnlicher elektrischer Gleich- oder Wechselstrom-Energie in hochfrequente Schwingungen nach dem M e i ß n e r'schen Rückkopplungsverfahren hergestellt worden war, war es sofort klar, daß das Verstärkerprinzip unter Fortfall irgendwelcher mechanischen Trägheiten zur Erzeugung von jeder beliebigen Frequenz würde ausgenutzt werden können. Die Schwingungszahl ist ja nur von den Daten der Selbstinduktion und der Kapazität eines Schwingungskreises abhängig. Aus dieser Überlegung ergab sich weiter, daß die Röhre als Umformer Schwingungen von außerordentlicher Konstanz in der Schwingungszahl und in der Amplitude hervorbringen müsse. Beide Hoffnungen haben sich in vollem Maße erfüllt. Die Röhre läßt ebenso Schwingungen im Hörbarkeitsbereich bis zu den tiefsten Tönen entstehen, wie auch sehr hohe bis zu 100 Millionen pro Sekunde.

Die für eine sich ergebende Schwingungszahl maßgebenden Kondensatoren und Spulen sind in ihren Größen so konstant zu halten, daß ebenso für die kürzesten, wie für die längsten Schwingungen eine bisher unbekannte Schwingungskonstanz erzielt wird. Eine Einschränkung ist allerdings zu machen. Der innere Widerstand der Röhre geht, abgesehen von speziellen Schaltungen, in die Schwingungszahl ein, wenn auch in der zweiten Größenordnung. Er ist aber abhängig von der Elektronen-Emission und damit vom Heizstrom bezw. der Heizspannung. Bis zu einem gewissen Grade ist daher Konstanz der Heizspannung erforderlich. Dies erfordert unter Umständen bestimmte Reguliermaßnahmen, besonders dann, wenn die elektrische Energie aus einer vorhandenen Starkstromleitung entnommen wird. Die Konstanz der Starkstromleitungen ist im günstigsten Falle so bemessen, daß die Schwankungen der Beleuchtung innerhalb bestimmter Grenzen bleiben und als solche nicht störend empfunden werden Dies reicht aber für die Betriebsbedingungen der Röhrensender nicht immer aus. Es werden daher gewöhnlich besondere kleine Generatoren für die Heizung vorgesehen.

Da die Frequenz von den elektrischen Größen des Schwingungskreises abhängt, ist eine Veränderung der Frequenz in weiten Grenzen und nach dem heutigen Stande der Technik sogar in einer k o n t i n u i e r l i c h e n Wellenskala möglich. Dies ist ein ganz besonderer Vorzug der Röhrensender.

Der Wirkungsgrad der Röhren ist in weiten Grenzen von der Größe der umgesetzten Leistung unabhängig. Auch Röhrensender von recht kleinen Leistungen, also etwa solchen unter 1 kW, haben noch einen annähernd 50%igen Wirkungsgrad. Dies hauptsächlich deshalb, weil mechanische Reibungsverluste in Fortfall kommen, und weil kein magnetisch beanspruchtes Eisen benutzt wird.

Sehr vorteilhaft läßt sich die Verstärkereigenschaft der Röhren für das Tasten, insbesondere für das Schnelltasten, und auch für die extrem schnelle Beeinflussung, wie sie bei der Telephonie als Modulation vorkommt, ausnutzen. Die Beeinflussung wird nicht auf der Seite der großen Leistung ausgeführt, sondern auf der Gitterseite, sie wird also in den Schwachstrom verlegt. Es werden daher selbst bei Röhrensendern größter Leistung zum Tasten und zur Modulation nur kleine Steuerleistungen benötigt.

Diesen Vorzügen der Röhrensender stehen oder standen bisher eine Reihe von Nachteilen gegenüber. Vor allen Dingen war es schwer, Röhrensender für sehr große Leistungen zu bauen Es ist indessen geglückt, namentlich in der Metallröhren-Konstruktion, in einer einzigen Röhre erhebliche Leistungen, nämlich solche bis 20 kW oder noch mehr umzusetzen, aber mit der Größe der Leistung der Einzelröhre sind die Schwierigkeiten sowohl in der Röhrenherstellung, wie im Röhrenbetrieb gestiegen. Man begnügt sich daher heute mit 10 — 20 kW - Maximalleistung pro Röhre. Sender für 100 oder einige 100 kW können also bisher nur in der Weise gebaut werden, daß eine größere Zahl solcher Röhren parallel geschaltet auf einen gemeinschaftlichen Schwingungskreis arbeiten. Dies gibt eine gewisse Verteuerung des Aufbaues und Erschwerung der Konstruktion.



Ein weiterer Nachteil besteht darin, daß die Lebensdauer der Röhren begrenzt ist. Wenn auch durch die Verbesserung der Heizdrähte und der Luftleere fast bis zur vollen Beseitigung aller Gasreste die Lebensdauer auf mehrere 1000 Brennstunden gesteigert ist und wohl noch weiter gesteigert werden wird, so bleibt doch eben ein Ersatz nach einer bestimmten Betriebs-Stundendauer notwendig, und dieser Ersatz kann nicht anders als durch Erneuerung der ganzen Röhre durchgeführt werden. Die Betriebsunkosten vermehren sich also durch den Röhrenersatz.

Ein gewisser Nachteil, hinsichtlich der Kostenfrage ist der, daß als Eneriequelle, d. h. anodenseitig, hochgespannter Gleichstrom benutzt werden muß. Dieser kann entweder aus Gleichstrom - Hochspannungsmaschinen entnommen werden, die bis etwa 4—5000 Volt und Leistungen bis etwa 10 kW anwendbar sind. Für höhere Spannungen und größere Leistungen werden gleichgerichtete Wechselströme benutzt, wobei Gleichrichterventile als weitere Röhren in die Erscheinung treten und außerdem noch zur Beseitigung der übrigbleibenden Stromkurven-Deformationen Kettenleiter-Gebilde, aus Kondensatoren und Spulen bestehend, erforderlich werden.

Die Vorzüge der Maschinensender sind zunächst das Fehlen der Röhren und die Möglichkeit, praktisch unbegrenzt große elektrische Leistungen in Hochfrequenz umsetzen zu können. Bei großen Leistungen und langen Wellen, also etwa solchen von 50 kW aufwärts, läßt sich bereits ein Wirkungsgrad von 50—60% erzielen, der also etwa dem der Röhrensender gleich ist. Bei sehr großen Leistungen von mehreren 100 kW werden entsprechend höhere Wirkungsgrade erreicht und damit eine Überlegenheit der Ökonomie gegenüber der Röhre. Die Größe der Frequenz geht allerdings bei der Maschine sehr stark in den Wirkungsgrad ein und zwar in der Weise, daß die niedrigeren Frequenzen eine höhere Ökonomie ergeben als die höheren. Bei einer bestimmten Frequenz, nämlich etwa bei 30 000 Schwingungen, ist die Grenze erreicht, bis zu der eine direkte Umformung durch ein Hochfrequenzmaschinenaggregat möglich ist. Bei den einfachen direkt erzeugenden Maschinen (Gleichpol, Rotor mit feiner Polteilung), wie sie Alexanderson in Amerika am vollkommensten durchgebildet hat, bilden die Umfangsgeschwindigkeit und die Polbreite die Schranke gegen höhere Perioden. Bei der französischen Bauart nach Latour wird nicht die Grundfrequenz, sondern die dreifache Frequenz aus der Maschine entnommen und hier sind die Grenzen der konstruktiven Möglichkeit etwa bei 50 000 Perioden erreicht.

Einen recht erheblichen Fortschritt hat es daher bedeutet, daß die zuerst von Epstein, dann von Joly und Vallauri angegebenen ruhenden Frequenzwandler mit Eisen von mir in die Hochfrequenztechnik eingeführt worden sind. Die von der Maschine gegebene Frequenz wird nach diesem Verfahren in ruhenden Frequenzwandlern auf ein gerades oder ungerades hohes Vielfaches gebracht, und diese Frequenzwandler arbeiten dabei als mechanisch nicht beanspruchte Apparate, die ausschließlich nach elektrischen Gesichtspunkten gebaut werden können. Die Maschinen liefern eine Mittelfrequenz, die Frequenzwandler die Hochfrequenz. Es wäre daher richtiger, diese Kategorie nicht als „Hochfrequenzmaschinen-Anordnungen" zu bezeichnen, sondern als die Methode der „Frequenzwandler". Man könnte die notwendige „Mittelfrequenz" statt aus einer Maschine auch aus einer Bogenlampe herstellen. Auch für die Frequenzwandler wurde bisher eine Begrenzung in bezug auf die Periodenzahl angenommen, und zwar in der Gegend von 300 000.

Der besondere Nachteil der Maschinensender, auch mit ruhendem Wandler zusammen, ist der, daß die Wellenkonstanz durch die Umdrehungskonstanz des Motorgenerators gegeben ist. Wenn ein anderer Generator, z. B. die Bogenlampe, für die Mittelfrequenz gewählt wird, so würde dies nicht zutreffen; allein die Bogenlampe ist ja gerade wegen ihrer Inkonstanz verlassen worden! Die Umdrehungsschwankungen der Motor-Generatoren rühren aus Netzschwankungen her und das andere Mal von den Laständerungen, die beim Telegraphieren und Telephonieren auftreten. Hiergegen sind automatisch und zwar elektrisch oder rein mechanisch wirkende Einrichtungen durchgebildet, die eine sehr hohe Genauigkeit, nämlich bei etwa 0,01 pro mille, gewährleisten.

Sehr erheblich schwieriger als beim Röhrensender sind das Tasten besonders großer Leistungen und das Schnelltasten und Telephonieren. Das bisher immer noch bequemste Mittel hierfür sind Eisen enthaltende Induktionsspulen, die durch Änderung der Gleichstrommagnetisierung in ihren Selbstinduktionswerten verändert werden. Fessenden hat sich zuerst dieses Prinzip schützen lassen, Osnos die erste spezielle Ausführungsform. Auch hier ist es zweckmäßig, zwischen den Hochfrequenzmaschinen und der Mittelfrequenz der ruhenden Frequenzwandler zu unterscheiden. Bei Benutzung ruhender Frequenzwandler ist es möglich, durch eine relativ geringe Veränderung des Stromes vor dem Wandler eine erheblich größere Stromänderung hinter dem Wandler zu erzielen, so daß der Wandler eine Art Verstärker darstellt. Die frequenzsteigernde Arbeitsweise des Wandlers bezieht sich nämlich nur auf einen bestimmten primären Strombereich. Wird dieser unterschritten, so hört die Steigerung auf. Liegt z. B. hinter dem Wandler die Antenne und die Tast- oder Steuerdrossel vor dem Umformer, so wird der Antennenstrom auf Null abfallen, wenn die Steuerdrossel den primären Strom im Frequenzwandler vielleicht nur um 20 oder 30 % reduziert.

Sowohl die Röhren- wie die Maschinen-Sender sind noch in fortschreitender Entwicklung. Ich habe bereits auf die Metallröhren hingewiesen, die eine Vereinfachung und eine Verbilligung der Röhrensender größerer Leistung mit sich gebracht haben. Daneben sind gerade für Telephoniezwecke die Einrichtungen der Modulation der Röhrensender, insbesondere zur Beeinflussung des Gitters für diese Zwecke in letzter Zeit erheblich vervollkommt worden, so daß die deformierten Antennenschwingungen eine außerordentlich korrekte Wiedergabe der ursprünglichen Mikrophonströme darstellen. Es ist nicht ganz so einfach, bei Maschinensendern selbst unter Ausnutzung der Frequenzwandler eine so exakte Proportionalität zu erzielen wie bei diesen neuen Modulationsschaltungen der Röhrensender. (Gitter-Gleichstrom-Besprechung, Schäffer.)

Auf der anderen Seite sind die Fortschritte der Maschinensender auch recht erheblich. Vor allen Dingen ist es gelungen, die ruhenden Frequenzwandler derartig zu verbessern, daß auch recht hohe Schwingungszahlen trotz des Vorhandenseins von Eisen in den Wandlern gewonnen werden können. Es sind bei Schwingungsleistungen von einigen kW selbst 3 Millionen Schwingungen pro Sekunde möglich, und da es sich hier um ein neues Prinzip der Wandler handelt, das noch nicht fertig abgeschlossen ist, dürfte die Möglichkeit, auf 10 oder 20 Millionen Schwingungen pro Sekunde zu kommen, durchaus nicht mehr von der Hand zu weisen sein.

Es ist aber auch nicht mehr unwahrscheinlich, daß die Frequenzwandler zu einer kontinuierlichen Wellenskala gebracht werden. Durch Einführung von gesonderten Hilfs-

frequenzen, die nur ihrerseits geändert werden, ist es möglich, Arbeitsströme zu erhalten, deren Frequenzen nicht nur ein gerades oder ungerades Vielfaches der „Mittelfrequenz" sind, sondern die auch alle dazwischen liegenden beliebigen Werte haben können. Auch dieses neue Verfahren, das aus Dr. Meißners Laboratorium von K. Hegener herrührt, ist noch nicht so weit abgeschlossen, daß exaktere Angaben gemacht werden können.

Die Arbeiten der Amateure haben in letzter Zeit gezeigt, daß neben den bisherigen allein als praktisch brauchbar geltenden Wellen auch die bisher fast gar nicht benutzten extrem kurzen Wellen von unter 100 m bis herab auf 30 oder 20 m in der Zukunft eine Bedeutung erhalten könnten. Man hat nicht nur bereits bei Nacht mit kurzen Wellen, und zwar mit Sendern von sehr kleiner Leistung, von Kontinent zu Kontinent gearbeitet, sondern es sind außerdem auch einige Beobachtungen vorhanden, die dafür sprechen, daß diese Wellen am Tage auf große Entfernungen gearbeitet haben, während die etwas längeren von einigen 100 m Länge bestimmt unterwegs vollkommen absorbiert wurden. Für die Beurteilung der Frage „Röhren- oder Maschinen-Sender" wird also auch dieses neu hinzukommende Wellengebiet von Bedeutung sein. Ob auch hierfür noch ruhende Frequenzwandler in Betracht kommen, kann natürlich mit Sicherheit heute noch nicht gesagt werden. Es ist aber sehr unwahrscheinlich, daß die Wirkungsgrade hierbei gegenüber dem Wirkungsgrade von Röhrensendern in Betracht kommen können. Sie werden voraussichtlich sehr viel schlechter sein.

Fassen wir den heutigen Stand der Technik kurz zusammen:

Die Hochfrequenzmaschine als direkter Erzeuger ungedämpfter Schwingungen hat ihre unbestrittene Überlegenheit für große Leistungen d. h. für solche von 50 kW oder mehr und für lange Wellen von mindestens 8 km an aufwärts. Der ruhende Frequenzwandler hat neben diesem Gebiete noch eine unbestrittene Alleinherrschaft für dieselben elektrischen Leistungen bis hinab zu Wellen von ungefähr 1 km, wenn eine kontinuierliche Wellenskala nicht gefordert wird.

Im Gebiet der Leistungen unter 50 kW herrscht die Röhre vor und zwar um so mehr, als kurze Wellen und ein kontinuierlicher Wellenbereich gefordert werden.

Die Röhre ist die unbestrittene einzige Möglichkeit der Schwingungserzeugung bei kleinen Leistungen und besonders kurzen Wellen.

Sollten die kurzen und kürzesten Wellen in Zukunft — wider Erwarten — die bisherigen langen und längsten Wellen ganz verdrängen, dann würde allerdings das Zeitalter des Röhrensenders als hauptsächlichster Schwingungserzeuger beginnen.

Experimentelle Erfahrungen bei der Herstellung kurzer Wellen.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Von **F. Kiebitz.**

Eine begriffliche Grenze zwischen langen und kurzen Wellen der Funkentelegraphie gibt es nicht. Ob wesentliche Unterschiede in der Ausbreitung längerer und kürzerer Wellen bestehen, hat man wegen der Schwierigkeiten, die der strengen Bestimmung der Absorptionsgrößen entgegenstehen, noch nicht endgültig feststellen können.

Man muß darum nach anderen Unterscheidungsmerkmalen suchen, wenn man angeben will, ob man eine Wellenlänge zu den großen oder zu den kleinen rechnet. Den einzigen Maßstab liefert die Antennenhöhe. Die wirksame Höhe h einer Antenne und die Länge der Welle, die sie ausstrahlt, bedingen ihren Strahlungswiderstand, den man durch die wohlbekannte Formel darstellt:

$$\text{Strahlungswiderstand} = 160\,\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm.}$$

Der Widerstand, der die Dämpfung ausdrückt, die ein Antennenkreis infolge von Ohmschem Widerstand, von Übergangswiderstand in der Erdverbindung oder durch Wirbelströme notwendig erleidet, kurz der Verlustwiderstand, hat in praktischen Fällen meist Beträge in der Nähe von 1 Ohm.

Mit einer handlichen Antenne, die man ohne Türme mit Stützen auf Häusern und mit Masten errichten kann, erreicht man bequem wirksame Höhen von 10 m. Soll eine solche Antenne bei 1 Ohm Verlustwiderstand die Hälfte der zugeführten Schwingungsenergie in Strahlung umsetzen, so muß auch der Strahlungswiderstand 1 Ohm betragen; dies ist der Fall, wenn die Antenne mit einer Welle von ungefähr 400 m Länge betrieben wird.

Für größere Wellenlängen wird die Strahlung kleiner, der Antennenwirkungsgrad nähert sich rasch dem Wert Null; für kleinere Wellen steigt die Strahlung, und der Wirkungsgrad nähert sich dem Werte 1.

Der Sprachgebrauch rechnet wohl die Wellen der Rundfunksender weder zu den langen noch zu den kurzen. Man wird also mit dem Sprachgebrauch einigermaßen im Einklang bleiben, wenn man einen wesentlichen Unterschied zwischen langen und kurzen Wellen darin erblickt, daß die ersteren ohne großen Antennenaufwand nicht wirksam ausgestrahlt werden, während die letzteren selbst von kleinen Antennen stark ausgestrahlt werden.

In der letzten Zeit sind mit kurzen Wellen bemerkenswerte Erfolge in der Funkerei erzielt worden, nachdem die Elektronenröhren die Möglichkeit geschaffen haben, sie mit nennenswerten Leistungen herzustellen.

Die Sendeeinrichtungen, die dabei verwendet wurden, sind selten eingehend beschrieben worden; darum bietet es vielleicht einiges Interesse, Erfahrungen kennenzulernen, zu denen die Beschäftigung mit einem Sender für kurze Wellen Anlaß gab.



Für die Herstellung sehr schneller Röhren-Schwingungen empfehlen sich besonders die sogenannten Gegentaktanordnungen, die Eccles zum ersten Male beschrieben hat. Ich habe sie für Vorlesungszwecke stets mit Erfolg benutzt, um Drahtwellen von einigen Metern Länge zu zeigen; die von F. Holborn [1]) unter meiner Leitung ausgeführten Untersuchungen mit kurzen Wellen sind ebenfalls ausschließlich mit derartigen Anordnungen ausgeführt worden. In der Holbornschen Arbeit sind die Vorzüge der Gegentaktschaltungen eingehend beschrieben; ich beschränke mich infolgedessen darauf, daran zu erinnern, daß sie zwei Röhren in symmetrischer Anordnung benutzen; Gitter- und Anodenspannung werden in Spannungsknoten angelegt, so daß die Zuleitungen weder hochfrequenten Strom noch hochfrequente Spannung führen; Kapazität, Selbstinduktion, Widerstand und Ableitung des Schwingungskreises sind darum lediglich durch die Eigenschaften seiner Konstruktionsteile bestimmt, nicht auch durch die Zuleitungen.

Für die Untersuchungen standen Telefunken-Röhren der Type RS 18 zur Verfügung. Sie werden mit 3000 V Anodenspannung betrieben und mit höchstens 15,6 Volt Heizspannung.

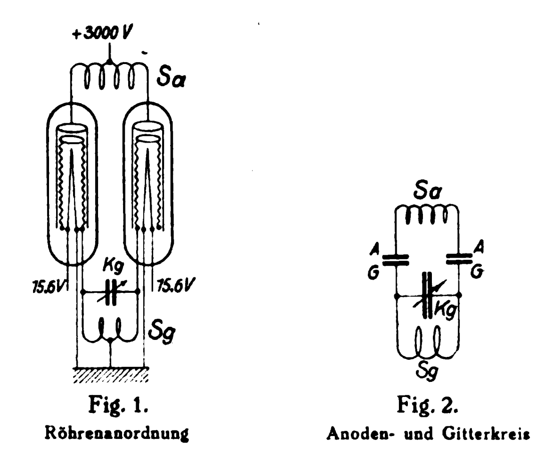


Fig. 1. Röhrenanordnung

Fig. 2. Anoden- und Gitterkreis

In dem Bestreben, eine möglichst eindeutige Erregeranordnung zu verwenden, gelangte ich zu der in Fig. 1 dargestellten Schaltung. Der Anodenkreis enthält eine Spule *Sa*, in deren Mitte die Anodenspannung zugeführt wird. Sie ist an die kleinen Kondensatoren angeschlossen, deren eine Belegung das Anodenblech ist, während die andere Belegung durch das Gitter dargestellt wird (vgl. auch das Schaltungsschema 2).

Werden die Gitter miteinander verbunden, etwa durch die wenigen Windungen einer Spule *Sg*, so entsteht ein Schwingungskreis *SaAGSgGA* von bestimmter Eigenschwingungsdauer, die man in bekannter Weise findet, indem man das Gebilde mit einem durch Summer erregten Wellenmesser lose koppelt und einen ebenfalls lose gekoppelten aperiodischen Detektorkreis zur Beobachtung der Resonanzlage verwendet.

Um Eigenschwingungen in der Nähe der 100 m langen Welle mit Telefunkenröhren *RS* 18 zu erhalten, benutze ich eine zylindrische Anodenspule *Sa* von 16 cm Durchmesser, die in einer Lage 40 Windungen dicken Drahts enthält und für nicht quasi stationäre Ströme, also bei großen Wellenlängen, eine Selbstinduktion von 4 km aufweist. Die Spule *Sg* besteht dabei aus drei Windungen von 6 mm starkem Draht, die 15 cm Durchmesser besitzen und eine Selbstinduktion von ungefähr 25 m aufweisen.

[1]) F. Holborn, Zeitschr. f. Physik, Bd. 6, S. 1, 1921.

Diese Spule bildet zugleich mit einem Drehkondensator *Kg* (2 mm Plattenabstand, Ölfüllung, größte Kapazität 15 m) den Gitterkreis. Die Verbindung zwischen Kondensator und Spule wird mit 2 cm breiten Kupferbändern hergestellt. Der Einstellbereich disees Gitterkreises umfaßt die Wellenlängen von 40 bis 130 m.

Werden die Röhren in Gang gesetzt, also die Kathoden geglüht und die Anodenspannung angelegt, so setzen Schwingungen ein, wenn der Gitterkreis auf den Anodenkreis abgestimmt ist. Das System kann bei voller Belastung dauernd bis zu 600 Watt abgeben. Für die Bestimmung dieser Leistung wird in bekannter Weise ein Satz von Glühlampen benutzt, dessen Leistungsverbrauch bei verschiedenen Stromstärken zuvor geeicht wurde. Dieser Satz wird mit einem Hitzdrahtamperemeter zusammen in einen Kreis eingebaut, den man mit dem erregten Schwingungskreise so fest koppelt, daß die Schwingung soeben noch aufrechterhalten wird. In dieser Stellung nehmen die Lampen die größte Leistung auf, bei wenig festerer Kopplung verlischt die Schwingung. Wenn man nur 100 bis 200 Watt entzieht, kann der Sender stundenlang ohne Aufsicht im Gang bleiben.

Im Anodenkreis sind keine Abstimmittel angebracht worden, einmal, weil er unter lebensgefährlicher Spannung steht, zweitens weil durch jeden neuen Konstruktionsteil der Schwingungsvorgang mehrdeutig werden kann, so daß neben der beabsichtigten Schwingung unter ungünstigen Umständen auch nicht gewollte Schwingungen auftreten können.

Soll der Sender mit einer anderen Welle betrieben werden, so ziehe ich es vor, die Spule *Sa* des Anodenkreises auszuwechseln.

Die kürzesten Wellen, welche die Anordnung herzustellen erlaubt, haben 10 m Länge (gemessen mit Lecherschen Drähten). Sie werden erhalten, wenn man die Spulen *Sa* und *Sg* durch kurze Drahtbügel ersetzt und den Kondensator *Kg* fortläßt. Die Schwingungsleistung betrug dann noch mehr als 100 Watt.

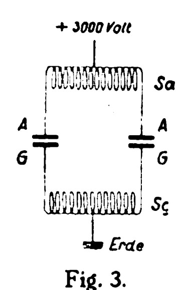


Fig. 3. Anoden- und Gitterkreis kongruent

Man kann auch den Gitterkondensator (*Kg* in Abb. 2) fortlassen und dafür die Gitterkreisspule *Sg* der Spule *Sa* gleich machen; es entsteht dann die in Abb. 3 angegebene Anordnung.

Indessen hat diese Anordnung einen Nachteil, der durch die Zweideutigkeit der in der Mitte unterteilten Spulen entsteht. Beispielsweise trat in einer solchen Anordnung statt der gewünschten Welle von 130 m Länge gelegentlich eine 40 m lange Welle auf. Diese Schwingung blieb auch erhalten, wenn die beiden Anoden oder die beiden Gitter kurz miteinander verbunden wurden, oder wenn die eine Röhre außer Betrieb gesetzt wurde.

In diesem Falle arbeiten die beiden Röhren nicht wie beabsichtigt im Gegentakt, sondern im Gleichtakt. Der Stromverlauf in den Spulen ist darum anders. Im Fall des Gegentaktes fließt der Strom in den beiden Spulenhälften stets in gleicher Richtung; dagegen werden beim Gleichtakt

die Spulenhälften immer im entgegengesetzten Sinne durchflossen (Fig. 4a und b).

Infolgedessen zeigt die ganze Spule im ersten Falle zwar die Gesamtselbstinduktion, die man gewöhnt ist, anzugeben. Sie setzt sich aus der Selbstinduktion L_1 der Spulenhälften und aus der Gegeninduktion L_{12}, welche jede Spulenhälfte

Fig. 4.
Spule mit zweideutiger Selbstinduktion

von der andern empfängt, additiv zusammen, weil alle diese einzelnen Induktionen in gleichem Sinne hintereinander geschaltet erscheinen. Die Gesamtinduktion der Spule beträgt also $L = 2\ (L_1 + L_{12})$ und mit diesem Betrage ist sie in dem Falle wirksam, wo die Röhren im Gegentakt arbeiten.

Im Falle des Gleichtaktes werden die beiden Spulenhälften dagegen im entgegengesetzten Sinne vom Strom durchflossen, der in der Spulenmitte zufließt und in gleicher Weise sich nach rechts und links teilt, sowie es die Pfeile in der Fig. 4b andeuten; die Enden der Spule befinden sich immer auf demselben Potential und können kurz miteinander verbunden sein. Bei diesem Stromverlauf wirkt die Induktion, welche eine Spulenhälfte von der andern empfängt, der Selbstinduktion entgegen; außerdem erscheinen die beiden Spulenhälften für Schwimmer, die an diesem Stromverlauf teilnehmen, nicht hintereinander geschaltet, sondern parallel. Die Selbstinduktion der ganzen Spule setzt sich darum in diesem Falle nach der folgenden Formel zusammen:

$$L = \frac{1}{2}\ (L_1 - L_{12}).$$

Die beiden Formeln für die erste und die zweite Selbstinduktion einer in der Mitte unterteilten Spule lassen sich natürlich leicht durch Messungen experimentell bestätigen.

Bei der Anordnung der Fig. 3 sind Anoden- und Gitterkreis kongruent, und darum für die beiden möglichen Erregungsweisen gleichgestimmt; darum kann man zwei Wellen mit dieser Anordnung erzeugen. Schaltet man zwischen die Gitter einen Kondensator, so ändert man nichts vom Standpunkt des Gleichtakts, der die Gitter und damit die Belegungen des Kondensators stets auf gleichem Potential hält. Dagegen erhalten beim Gegentakt-Stromverlauf die Belegungen des Kondensators Spannung gegeneinander, seine Kapazität ändert die Eigenschwingung des Gitterkreises und stört dadurch die Abstimmung mit dem Anodenkreis. Die Gegentakterregung tritt damit außer Wirksamkeit.

Dagegen sind in der Anordnung der Fig. 1 und 2 Gitter- und Anodenkreis nur für den Gegentakt gleichstimmbar, während sie im Gleichtakt nicht erregt werden können

---

Über ein Kreisdiagramm der Klemmenspannung und der Ströme bei variabler Parallel-Kapazität.

Von **S. Reiter.**

§ 1. Ersatzschema.

Im allgemeinen kann man auch kompliziertere Hochfrequenzanlagen, die aus mehreren Kreisen bestehen, z. B. die nach Fig. 1, 2 od. dgl., durch ein einaches Ersatzschema darstellen, welches mit der jeweils gegebenen Schaltung in bezug auf die Grundfrequenz äquivalent ist.

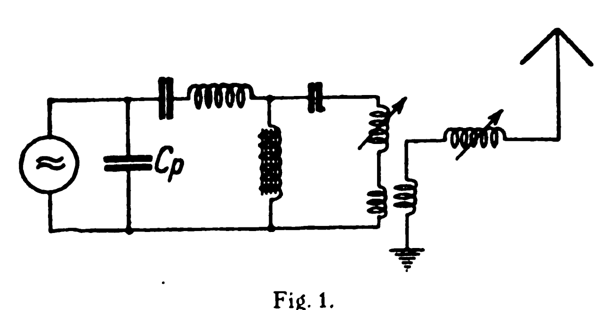


Fig. 1.

Ein derartiges Ersatzchema ist in Fig. 3 dargestellt. Hier repräsentiert r_g den durch die Selbstinduktion des Generators gebildeten Reaktanz-Widerstand, C_p ist dieselbe Parallel-Kapazität, wie bei Fig. 1 und 2, die einen scheinbaren Widerstand ϱ_p bildet, r_2 ist ein äquivalenter scheinbarer Widerstand, der induktiv (positiv) oder kapazitiv (negativ) sein mag: er besteht aus dem die Wirkung der Hinterkreise (Antennenkreis, Zwischenkreis u. dgl.) berücksichtigenden Teil, dem „übertragenen scheinbaren Widerstande".

In ähnlicher Weise stellt R_2 den aequivalenten Ohmschen Widerstand dar.

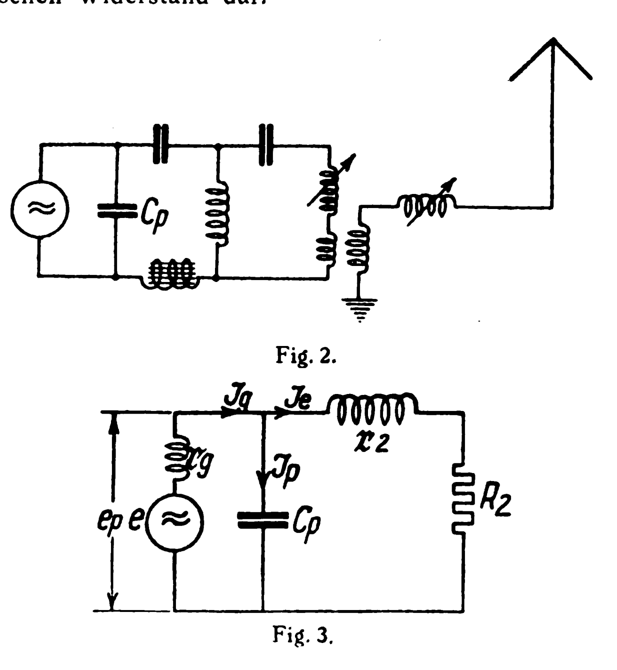


Fig. 2.

Fig. 3.



§ 2. Änderung der Konstanten.

Wenn man bei der Schaltung Fig. 3 nur R_2 oder nur r_2 ändert und den Einfluß dieser Änderung auf die Spannungs- und Stromverhältnisse bestimmen will, so wird man am besten — was wir auch in der Regel tun — das in der Starkstromtechnik oft gebrauchte Vektordiagramm benutzen, das in diesem Falle, wie bekannt, ein Kreis ist.

Es entsteht nun aber oft die Frage:

Wie ändern sich die Strom- und Spannungsverhältnisse, wenn man bei der sonst ungeänderten Anlage nur die Parallel-Kapazität C_p ändert.

Wir haben gefunden, daß auch in diesem Fall die Ströme und Spannungen sehr anschaulich durch ein Kreisdiagramm dargestellt werden können.

Den induktiven Spannungsabfall $\overline{J_g\, r_g}$ des Generators kann man — da der Generatorstrom J_g gleich der Vektorsumme der Ströme $\overline{J_2}$ und $\overline{J_p}$ ist — gleichfalls als geometrische Summe zweier Spannungsabfälle darstellen, des Abfalls $\overline{AB} = \overline{J_p\, r_g}$, den der Strom $\overline{J_p}$ allein, und des Abfalles $\overline{BP} = \overline{J_2\, r_g}$, den der Strom $\overline{J_2}$ allein im Generator erzeugt.

Der Teil AB des Generatorspannungsabfalles eilt dem ihn erzeugenden Kondensatorstrom $\overline{J_p}$ um $\frac{\pi}{2}$ nach, die Kondensatorklemmenspannung $\overline{e_p}$ — gleichfalls; also ist $\overline{AB} \parallel \overline{OP}$.

Das gezeichnete Spannungspolygon entspricht einem bestimmten Betriebszustande. Ändert man nun C_p, d. h. ϱ_p, so

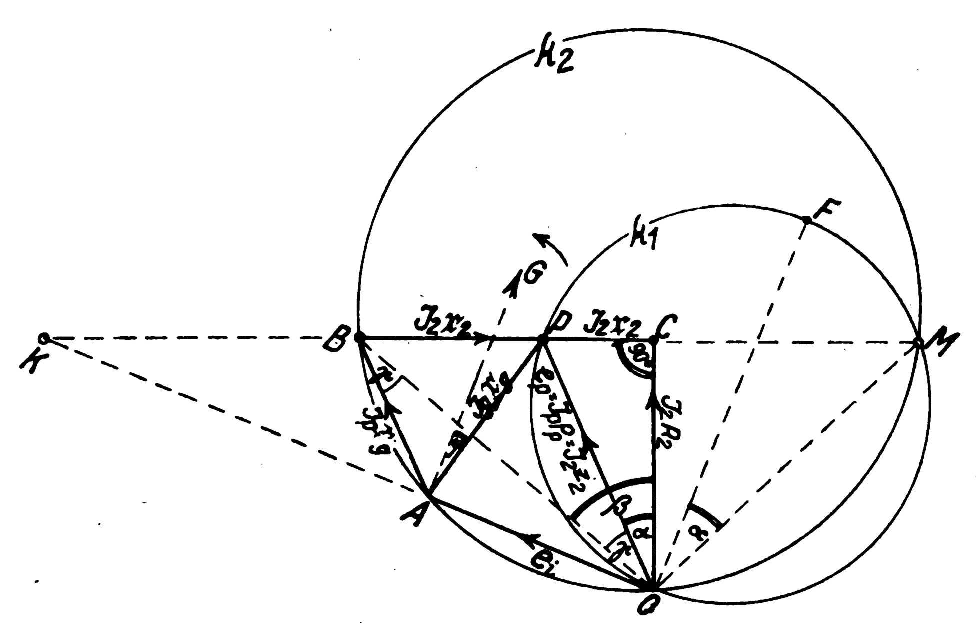


Fig. 4.

ändert sich zwar dieses Spannungspolygon, doch bleiben bei ihm die folgenden Elemente konstant.

$\overline{OA} = \overline{e_i}$ = konst. der Größe und Lage nach

$\sphericalangle\, OCP = \frac{\pi}{2}$

$\sphericalangle\, COP = \alpha$ = konst., da $\operatorname{tg} \alpha = \frac{PC}{OC} = \frac{r_2}{R_2}$ = konst.

$\sphericalangle\, COB = \beta$ = konst., da $\operatorname{tg} \beta = \frac{BC}{OC} = \frac{r_g + r_2}{R_2}$ = konst.

$\sphericalangle\, POB = \gamma$ = konst., da $\gamma = \beta - \alpha$.

Außerdem ist wie gesagt

$$\overline{AB} \parallel \overline{OP}.$$

Freilich wiedergibt dieses Diagramm nicht ganz genau die wirkliche Strom- und Spannungsänderung im Falle, daß Eisendrossel in der Anlage vorhanden sind, da jede Änderung des Stromes a huczugleich die Eisensättigung und damit auch die Größe von R_2 und r_2 beeinflußt. Doch auch in diesem Fall läßt das Diagramm die allgemeine Tendenz der Strom- und Spannungsänderung für die Umgebung des normalen Betriebspunktes bei einer geringen Vergrößerung oder Verkleinerung der Parallelkapazität erkennen.

§ 3. Ableitung des Kreisdiagrammes k_1 (für veränderliche C_p).

Ein Spannungspolygon für einen bestimmten Belastungszustand der Ersatzschaltung Fig. 3 zeigt Fig. 4.

Hier sind:

$\overline{OA} = \overline{e_i}$ = die innere Spannung (Leerlaufsspannung) der Maschine.

$\overline{AP} = \overline{J_g\, r_g}$ = induktiver Spannungsabfall der Maschine.

$\overline{OP} = \overline{e_p} = \overline{J_p\, \varrho_p} = \overline{J_2}\, Z_2$ die Klemmenspannung der Maschine bzw. des Kondensators C_p.

$\overline{OC} = \overline{J_2\, R_2}$ = Ohmsche Komponente der Klemmenspannung im Kreise von J_2.

$\overline{PC} = \overline{J_2\, r_2}$ = induktiver Spannungsabfall in demselben Kreise.

Z_2 ist der absolute Betrag des Impedanzvektors $\overline{Z_2} = R_2 + j\, r_2$.

Zieht man nun eine Gerade OM, die mit $\overline{OA}$ einen Winkel $(\frac{\pi}{2} + \alpha)$ bildet, so schneidet sie sich mit der Seite BC unseres variablen Spannungspolygones in einem festen Punkt M.

Beweis:

Verlängern wir CB bis zum Schnittpunkt K mit OA. Die Dreiecke KOM und KOP sind ähnlich: denn ihre Winkel bei K fallen zusammen, und $\sphericalangle\, KPO$ des KPO ist zugleich auch Außenwinkel des rechtwinkligen $\triangle\, PCO$, ist also gleich

$$(\frac{\pi}{2} + \alpha)$$

3*

Aus der Ähnlichkeit folgt die Proportion:

$$\frac{OM}{OP} = \frac{OK}{PK} \qquad (1)$$

Da aber die Geraden AB und OP einander parallel sind, so gilt auch

$$\frac{OK}{PK} = \frac{OA}{PB} \qquad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$OM = OA\frac{OP}{PB} = e_i\frac{J_2 \cdot Z_2}{J_2 \cdot r_g}$$

also

$$OM = e_i\frac{Z_2}{r_g} = \text{konstant} \qquad (3)$$

was zu beweisen war.

Ferner ist der Winkel $OPM = (\frac{\pi}{2} - \alpha) = \text{konst.}$

Also wandert der Punkt P auf einen Kreis k_1, der durch die feste Sehne OM und den Peripheriewinkel $(\frac{\pi}{2} - \alpha)$ bestimmt ist.

Dieser Kreis berührt die Linie OA, denn der Bogen OM wird durch den doppelten Peripheriewinkel OPM gemessen, also ist gleich $2\,(\frac{\pi}{2} - \alpha)$; der Bogen MF (mit dem Peripheriewinkel MOF) ist gleich $2\,\alpha$; also ist der Bogen OMF gleich π und die Sehne OF ist ein Durchmesser. Sie wurde aber lotrecht zu OA geführt (siehe S. 7); somit tangiert die Linie OA den Kreis k_1.

Der Durchmesser D_1 dieses Kreises ist leicht zu bestimmen:

$$D_1 = OF = \frac{OM}{\cos\alpha}. \qquad (4)$$

Hier ist OM durch den Ausdruck (3) gegeben und $\cos\alpha$ ist (aus dem $\triangle OCP$) gleich $\frac{R_2}{Z_2}$. Somit ist

$$D_1 = e_i\frac{z_2^2}{r_g\,R_2}. \qquad (5)$$

§ 4. Der Kreis K_1 als Spannungsdiagramm.

Der Kreis K_1 kann zunächst als Spannungsdiagramm dienen, das die Größe und Phase der variablen Spannungen $\overline{AP}$ und der Klemmenspannung $\overline{OP}$ gegenüber der festen Spannung e_i wiedergibt.

Auch den Strom J_2 könnte man in richtiger Phase der Strecke OC entnehmen, deren Ende C (da der Winkel bei C ein rechter ist) auf einem Kreise mit dem Durchmesser OM wandert; doch ist es besser, diesen Strom dem $\triangle ABP$ im Stromdiagramm (siehe unten) zu entnehmen.

§ 5. Das Stromdiagramm.

A. Der Kreis K_1 als Stromdiagramm für J_g.

Derselbe Kreis k_1 kann auch als Vektordiagramm des Generatorstromes J_g dienen, wenn die Strecke $\overline{AP}$ mit festem Anfang A und variablem Endpunkt P als Maß für die Generatorströme J_g benutzt wird.

Dann können auch die anderen Ströme, J_p und J_2 durch die Strecken $\overline{AB}$ bzw. $\overline{BP}$ im gleichen Maßstab und im richtigen Phasenverhältnis zueinander gemessen werden. Da aber diese Ströme im Spannungsdiagramm den dort als Spannungsabfälle aufgefaßten Seitenstrecken des Spannungsabfalldreieckes ABP um $\frac{\pi}{2}$ voreilen, so müssen im Stromdiagramm alle Spannungen in der Uhrzeigerrichtung um $\frac{\pi}{2}$ zurückgedreht werden, so daß die feste Spannung $\overline{e_i}$ jetzt in der Lage AG aufgetragen wird. Dann ist $\sphericalangle\, PAG$ der richtige Phasenwinkel φ zwischen dem Strom $\overline{J_g}$ und der inneren Spannung $\overline{e_i}$ des Generators.

B. Der Kreis k_2 als Stromdiagramm für J_p.

Gleitet P auf dem Kreise k_1, so gleitet B dabei auf einem anderen Kreise k_2, der durch die festen Punkte A, O und M hindurchgeht.

Beweis:

1. Da $AB \parallel OP$ ist, so ist der Winkel ABO als Wechselwinkel $= POB = \gamma =$ konst. Also beschreibt der Punkt B einen Kreis k_2 mit der festen Sehne AO und dem Peripheriewinkel γ.
2. Da $\sphericalangle\, OBM = (\frac{\pi}{2} - \beta)$ ist, beschreibt der Punkt B einen Kreis mit der festen Sehne OM und dem Peripheriewinkel $(\frac{\pi}{2} - \beta)$.

Somit liegen die drei festen Punkte A, O und M auf dem Kreise k_2; dieser ist daher leicht als ein Umkreis des $\triangle AOM$ zu konstruieren.

Sein Durchmesser D_2 berechnet sich wie folgt:

D_2 als Durchmesser des Umkreises ist gleich ;

D_2 als Durchmesser des Umkreises ist gleich $\frac{OM}{\sin \cdot MBO}$;

desgleichen ist

$$D_1 = \frac{OM}{\sin \cdot OPM}$$

und daraus:

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{\sin OPM}{\sin MBO}. \qquad (6)$$

Aber aus dem $\triangle BOP$:

$$\frac{\sin OPM}{\sin MBO} = \frac{OB}{OP} = \frac{Z_0}{Z_2},$$

wenn durch Z_0 der absolute Betrag des Impedanzvektors

$$\overline{Z_0} = R_2 + j\,(r_2 + r_g) \qquad (7)$$

bezeichnet wird. Dann ist

$$D_2 = D_1\frac{Z_0}{Z_2} \qquad (8)$$

und nach der Einsetzung des Ausdruckes (5) für D_1:

$$D_2 = e_i\frac{Z_2\,Z_0}{r_g\,R_2}. \qquad (9)$$

Bemerkung:

Man könnte auch den Kreis k_2 direkt aus dem Kreise k_1 ableiten, indem man beachtet, daß die Radii-Vektores OB der Kurve k_2 in einem konstanten vektoriellen Verhältnis zu den entsprechenden Vektoren OP des Kreises k_1 stehen, daß also der Durchmesser D_2 aus dem Durchmesser D_1 derart entsteht, daß der letztere um seinen Anfang O um den Winkel γ verdreht und im Verhältnis $\frac{OB}{OP} = \frac{Z_0}{Z_2}$ geändert wird.

Somit wird zu jedem gegebenen Strom J_g der entsprechende Strom J_p gefunden, wenn man den Projektionsstrahl MP mit dem Kreis k_2 im gesuchten Punkt B schneidet.

§ 6. Abhängigkeit der Strom- und Spannungswerte von den jeweiligen Werten C_p.

Diese Abhängigkeit ist durch den Satz gegeben:

Führt man durch A (Fig. 5) eine Strecke AR gleich und parallel mit OM, so schneidet auf ihr der Projektionsstrahl MP Strecken AN, die dem jeweiligen Betrag der Kapazität C_p proportional sind.

Beweis:

$$\frac{AN}{AR}=\frac{AN}{OM}=\frac{AK}{OK}=\frac{AB}{OP}=\frac{J_p\,\mathfrak{r}_g}{J_p\,\varrho_p}=\frac{\mathfrak{r}_g}{\varrho_p}=\frac{\frac{1}{\omega C_g}}{\frac{1}{\omega C_p}}=\frac{C_p}{C_g},\ \text{also}$$

$$\frac{AN}{AR}=\frac{C_p}{C_g}. \tag{10}$$

Wobei C_g diejenige Kapazität bedeutet, die mit der Selbstinduktion der Maschine Resonanz bildet (in Bezug auf die betr. Grundwelle), die also einen scheinbaren Widerstand von $\varrho_g = \mathfrak{r}_g$ hat.

Somit ist der obige Satz bewiesen.

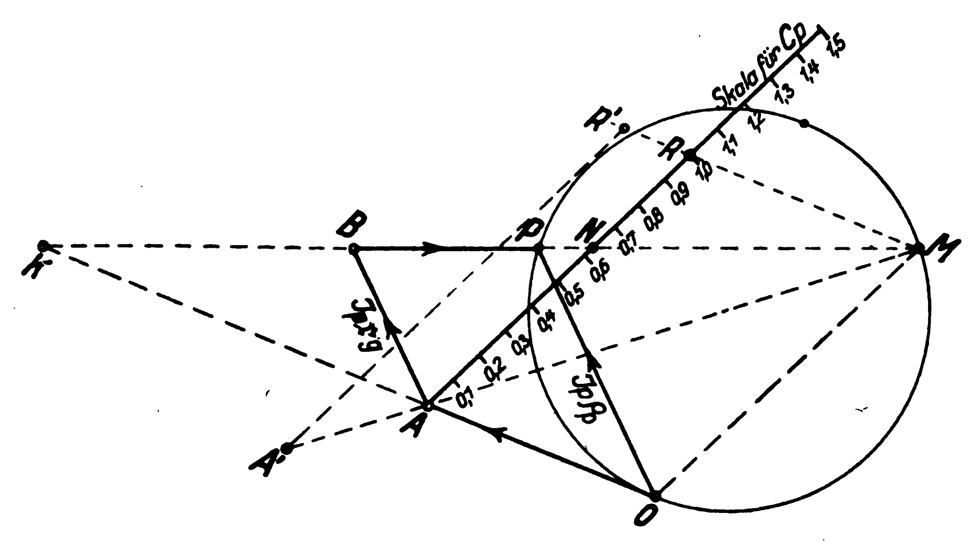


Fig. 5.

Maßstab für C_p.

Nimmt man die Strecke $AR = C_g = 1{,}0$ oder $= 100\,\%$ an, so geben die Strecken AN die jeweilige Kapazität als Bruchteil bzw. in Prozent der konstanten „Resonanzkapazität" C_g an (siehe Fig. 5).

Noch besser ist es aber, die Kapazität direkt in Kilometern (10^5 cm) anzugeben. Dazu setzt man die Strecke AR gleich soviel Kilometer als C_g hat, und konstruiert danach die Kapazitätsskala in Kilometern.

In diesem Falle kann man auch den Maßstab für die C_p-Kilometerskala wie folgt im voraus berechnen:

War im Spannungsdiagramm der Spannungsmaßstab gleich ε (d. h. 1 Volt $= \varepsilon$ mm), so ist nach (3) die Länge von OM, also auch von $AR = e_i\,\varepsilon\,\frac{Z_2}{\mathfrak{r}_g}$ mm. Diese Länge muß nun als Kapazitätsmaß den Betrag von C_g km darstellen. Andererseits ist $C_g\ \text{km} = \frac{9\cdot 10^6}{2\pi\,\mathfrak{r}_g \sim_1} = \frac{1432}{\mathfrak{r}_g V_1}$ km (wo $V_1 = \frac{\sim_1}{1000}$ die Anzahl von Kiloperioden ist).

Ist also der Kapazitätsmaßstab gleich η (d. h. 1 km Kapazität gleich η mm Skala), so hat man $AR = \eta\,C_g$, also:

$$e_i\,\varepsilon\,\frac{Z_2}{\mathfrak{r}_g} = \eta\,\frac{1432}{\mathfrak{r}_g V_1},\ \text{woraus}\ \eta = e_i\,\varepsilon\,\frac{Z_2\,V_1}{1432}\ \text{mm} \tag{11}$$

$$\left(= OA\cdot Z_2\,\frac{V_1}{1432}\ \text{mm}\right)$$

Bemerkung:

Will man über den Maßstab für die Kapazität frei verfügen, so kann man, statt der Strecke AR eine dieser parallele Strecke $A'R'$ benutzen, die zwischen der (evtl. verlängerten) Geraden MR und dem (gleichfalls evtl. verlängerten) Strahl MA enthalten ist. Ist also der gewählte Maßstab nicht η, sondern η', so ist die Strecke $A'R'$ so anzuordnen, daß

$$\frac{MA'}{MA}=\frac{MR'}{MR}=\frac{\eta'}{\eta} \tag{12}$$

§ 7. Zahlenbeispiele.

1. Eine 16,6 KW-Anlage.

Die Schaltung ist nach Fig. 1 oder 2. Die elektrischen Größen sind hier normal: $\sim_1 = 10000$ Perioden, $e_i = 500$ Volt, $e_p = 500$ Volt, $J_g = 36^A$, $J_2 = 65^A$, $J_p = 69{,}4^A$, $C_p = 19{,}9$ km, $\mathfrak{r}_g = 10{,}5\,\Omega$.

Die Konstanten des Ersatzschemas sind danach:

$\mathfrak{r}_g = 10{,}5\,\Omega$, $\mathfrak{r}_2 = 6{,}61\,\Omega$, $R_2 = 3{,}94\,\Omega$, $Z_2 = 7{,}7\,\Omega$ und $Z_0 = 17{,}55\,\Omega$.

Fig. 6 zeigt das Kreisdiagramm dieser Anlage. Der Durchmesser D_1 des Kreises k_1 berechnet sich nach (5) zu

$$D_1 = e_i\,\frac{Z_2^2}{\mathfrak{r}_g R_2} = 500\,\frac{7{,}7^2}{10{,}5\cdot 3{,}94} = 717\ \text{Volt.}$$

Der Durchmesser D_2 des Kreises k_2 ist nach (8):

$$D_2 = D_1\,\frac{Z_0}{Z_2} = 717\cdot\frac{17{,}55}{7{,}7} = 1634\ \text{Volt.}$$

Ferner ist nach (3):

$$OM = e_i\,\frac{Z_2}{\mathfrak{r}_g} = 500\ \frac{7{,}7}{10{,}5} = 366{,}7\ \text{Volt.}$$

Maßstab: Ist hier der Spannungsmaßstab ε derart gewählt, daß 1 Volt $= 0{,}1$ mm, so ist der Maßstab η für Kapazitätskilometer, wenn die Skala durch A geführt wird:

$$1\ \text{km} = e_i\,\varepsilon\,\frac{Z_2 V_1}{1432} = 500\cdot 0{,}1\,\frac{7{,}7\cdot 10}{1432} = 2{,}686\ \text{mm.}$$

Aus dem Diagramm sieht man, daß hier bei der Verkleinerung von C_p (d. h. bei der Drehung des Projektionsstrahles MN gegen den Uhrzeiger) die Punkte P und B derart auf ihren Kreisen wandern, daß sowohl alle Ströme wie auch die Klemmenspannung e_p abnehmen. Beim Vergrößern von C_p erreicht die Klemmenspannung zunächst ihr Maximum $OF = 717$ Volt (bei C_p ca $= 29{,}8$ km) und nimmt dann wieder ab.

2. Eine 300KW-Anlage.

Die Schaltung sei hier die nach Fig. 7. Die Daten sind: $\sim_1 = 5500$ Perioden pro Sekunde, die Leerlaufspannung des Generators e_i = 375 Volt; bei Belastung und bei C_p = 27,6 km ist die Klemmenspannung des Generators e_k = 492 Volt, der Generatorstrom J_g = 910 A, die Kondensatorklemmenspannung C_p = 4700 Volt; das Übersetzungsverhältnis des Spannungstransformators ist 1 : 4.

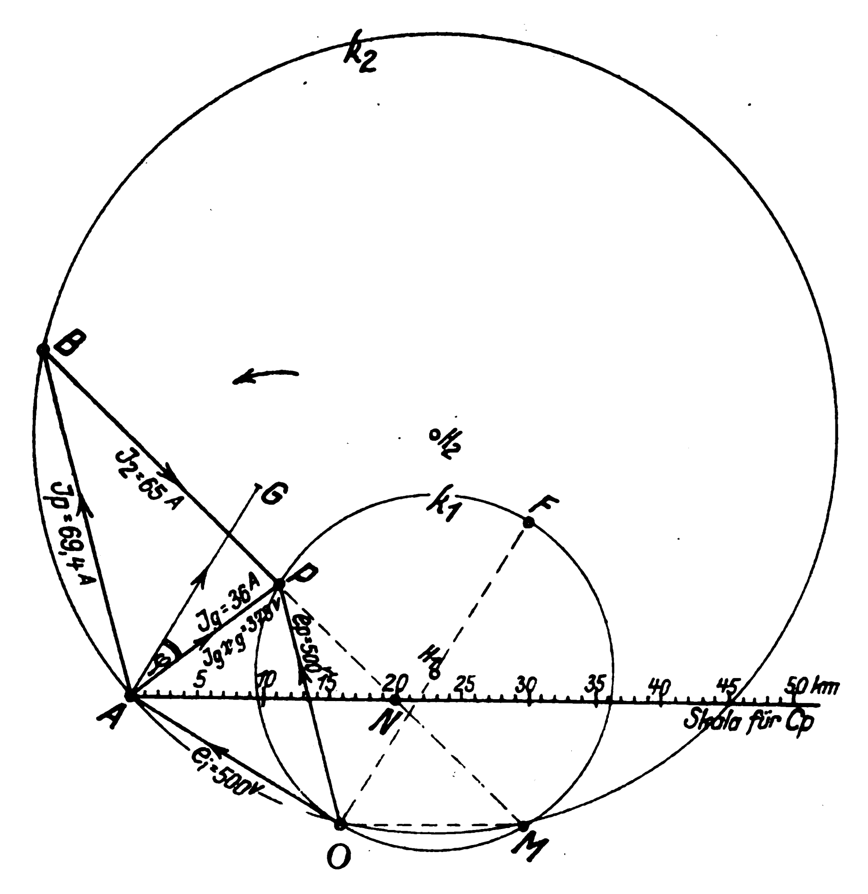


Fig. 6.

Um diese Schaltung wiederum auf die Ersatzschaltung Fig. 3 zu reduzieren, muß man zunächst den Generatorkreis für die Transformatorübersetzung 1 : 1

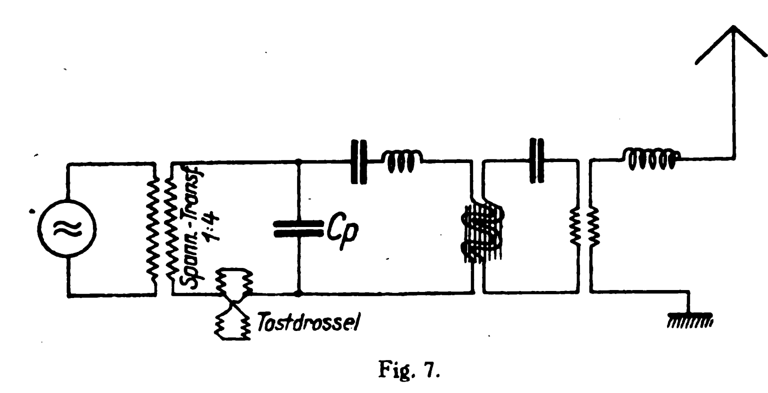


Fig. 7.

umrechnen, d. h. alle Spannungen dieses Kreises mit 4 multiplizieren, alle Ströme mit 4 dividieren und die Generatorreaktanzwiderstände r_g mit 16 multiplizieren.

Beim Ersatzschema ist der früher mit r_g bezeichnete primäre Reaktanzwiderstand jetzt durch einen Reaktanzwiderstand r_1 zu ersetzen, der aus zwei Teilen besteht: aus dem reduzierten Reaktanzwiderstand r_g der Maschine und aus dem reduzierten Widerstand r_T der Gesamtstreuung des Spannungstransformators (inkl. Tastdrossel und Zuleitungen von den Maschinenklemmen bis zu den Klemmen von C_p).

Es ist also

$$r_1 = r'_g + r'_T.$$

Die Konstanten des Ersatzschemas sind wie folgt:

$$e_i' = 4\,e_i = 4 \cdot 375 = 1500^{\text{Volt}},\quad r_g' = 9{,}2\,\Omega;\quad r_T = 13{,}4\,\Omega$$

$$r_1 = r'_g + r'_T = 22{,}6\,\Omega,\quad r_2 = 16\,\Omega,\quad R_2 = 3{,}76\,\Omega,\quad Z_2 = 16{,}44\,\Omega,$$

$$Z_0 = \sqrt{(22{,}6 + 16)^2 + 3{,}76^2} = 38{,}8\,\Omega.$$

Das Kreisdiagramm zeigt Fig. 8. Die Vektoren $\overline{OP}$ des Kreises k_1 geben hier die Klemmenspannungen e_p des Kondensators C_p an. Der Durchmesser D_1 des Kreises ist gleich

$$D_1 = e'_2 \frac{Z^2_2}{r_1\,R_2} = 1500\,\frac{16{,}44^2}{22{,}63 \cdot 3{,}76} = 4765 \text{ Volt}$$

ferner

$$OM = e'_i \frac{Z_2}{r_1} = 1500\,\frac{16{,}44}{22{,}63} = 1089 \text{ Volt.}$$

Der Kreis k_2 ist hier nicht gezeichnet; sein Durchmesser Da wäre:

$$4765 \cdot \frac{38.8}{16{,}44} = 11560 \text{ Volt.}$$

Der Maßstab ε für die Spannung ist hier: 1 mm 25 Volt, also $\varepsilon = \frac{1}{25}$. Führt man die Kapazitätsskala durch A, so ist der Maßstab η für Kilometerkapazität:

$$\eta = e'_i\,\varepsilon \cdot \frac{\omega_1 Z_2}{1432} = \frac{1500}{25} \cdot \frac{5{,}5 \cdot 16.44}{1432} = 3{,}78 \text{ mm}.$$

Um das Diagramm für die Klemmenspannung e'_k der Maschine zu finden, muß man berücksichtigen, daß ihr Spannungsabfall $J_g' \, r_g'$ beträgt; de gesamte Spannungsabfall AP bis zu den Klemmen des Kondensators C_p ist aber gleich $J'_g (r'_g + r'_T) = J'_g \, r_1$.

Also wandert das Ende Q des Vektors AQ (Spannungsabfall der Maschine) auf einen Kreis k_3, der mit dem Kreise

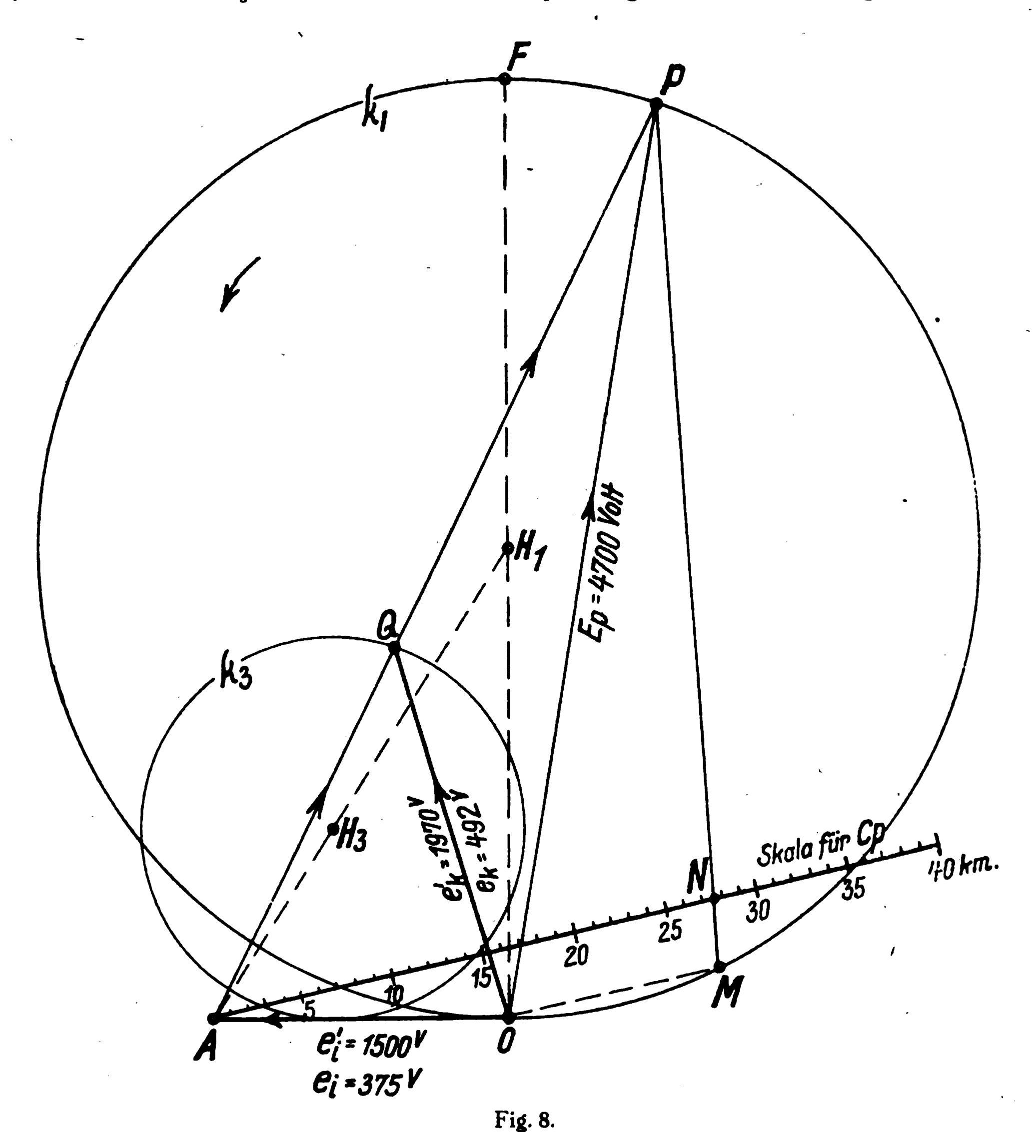


Fig. 8.

k_1 in Bezug auf Punkt A ähnlich gelegen ist, das Verkürzungsverhältnis ist gleich $\frac{r'_g}{r_1}$, gegebenenfalls $\frac{9{,}2}{22{,}63} = 0{,}406$. Also liegt sein Mittelpunkt H_3 auf der Strecke AH_1, wobei $AH_3 = AH_1 \cdot 0{,}406$ ist.

Die Vektoren OQ geben dann die reduzierte Klemmenspannung e'_k — und im viermal so großen Maßstab die wirkliche Klemmenspannung e_k der Maschine an.

Aus dem Diagramm Fig. 8 ist ersichtlich, daß die Verkleinerung von C_p (von dem Betriebswert 27,6 km ausgehend) hier zunächst eine Vergrößerung der Maschinenklemmenspannung e_k verursacht, bis bei C_p von etwa 13,5 km eine maximale Spannung von 517 Volt erreicht wird.

Somit beeinflußt hier die Änderung von C_p die Klemmenspannung der Maschine umgekehrt als im vorigen Beispiel.

Zusammenfassung.

Verändert man bei einer gegebenen Senderschaltung nur die Parallelkapazität, so läßt sich die Änderung der Ströme und Spannungen einem Kreisdiagramm entnehmen, welches aus den Konstanten der Anlage ermittelt werden kann.

Das Diagramm gestattet, vor Vornahme der Abstimmung die zu erwartenden Spannungen und Ströme zu bestimmen.

Über ein hochempfindliches Hitzdraht-Luftthermometer zur Messung der Schwingungsenergie kurzer elektrischer Wellen.

Von **A. Scheibe.**

Ziel.

Als Meßinstrument zur quantitativen Bestimmung von sehr geringen Schwingungsenergien ist im allgemeinen das Thermoelement in Verbindung mit einem hochempfindlichen Galvanometer gebräuchlich. Handelt es sich jedoch um die Energiemessung kurzer Wellen, dann treten Schwierigkeiten auf, die um so erheblicher werden, je kürzer die Welle wird. Es läßt sich kaum vermeiden, daß die Galvanometerzuleitung irgendwie induktiv oder kapazitiv durch die Wellen beeinflußt wird, wodurch wiederum eine Rückwirkung auf das Thermoelement eintritt. Diese Störungen sind meistens nicht zu eliminieren, so daß die Angaben des Galvanometers nicht mehr brauchbar sind. Ist man z. B. aus Versuchsgründen gezwungen, während der Messung auch noch das Thermoelement von Punkt zu Punkt zu verschieben, um vielleicht die Feldverteilung um einen Lecherdraht festzustellen, so bringt die dadurch bedingte Lageveränderung der Galvanometerleitung weitere unkontrollierbare Einflüsse mit sich.

Daher wurde versucht, mit Hilfe des Hitzdrahtluftthermometers, das ja keiner Galvanometerzuleitung bedarf, diese Schwierigkeiten zu umgehen. Hierbei mußte gefordert werden, daß man Energien von zirka 10^{-4} Watt auf einige Prozente genau messen konnte, und daß weiterhin eine Rückwirkung durch das Material des Luftthermometers auf das elektrische Feld möglichst vermieden wurde.

Material.

Luftthermometer zur Messung hochfrequenter Schwinggungen sind bereits gebaut worden[1]). Sie bestanden aus einem versilberten Dewartgefäß, das den Heizdraht und das zu erwärmende Luftvolumen enthielt. Ein in einer Meßkapillare verschiebbarer Alkoholfaden gab die Energieänderung an. Die Möglichkeit, mit diesem Instrument Energien von 10^{-4} Watt genau zu messen, erschien mir äußerst gering, da beim Bau des Instrumentes möglichste Kleinheit desselben angestrebt werden mußte. Außerdem war versilbertes Glas als Material wegen seiner dielektrischen Einwirkung auf die Felder des Senders nicht brauchbar, daher schritt ich zu einer, sowohl was Material als auch Form anbetrifft, völlig anderen Konstruktion.

Vorversuche ließen in einem Preßkork[2]) ein sehr gutes Baumaterial erkennen. Das Material konnte in Platten von 1,5 mm Stärke an oder in Zylinderform bezogen werden. Seine Bearbeitung mittels Feile und scharfem Messer war sehr leicht. Der Kork besaß dem Glas gegenüber in bezug auf Wärmeleitvermögen und Dielektrizitätskonstante sehr große Vorteile. Infolge seiner geringen Dichte spielte auch die etwas größere spezifische Wärme keine Rolle. In Tab. 1 sind die in Frage kommenden Konstanten dieser Stoffe angegeben.

[1]) A. Espinosa de los Monteros: Über Verbesserungen an Hitzdrahtluftthermometern, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1, 323, 1907.

[2]) „Suberit-Preßkork" der Suberit-Fabrik, A.-G., Mannheim-Rheinau.

Tabelle 1.

	Wärmeleitvermögen in g-Kal. / Grad cm/sec	Spez. Wärme in g-Kal.	Dichte	Dielektrizitätskonstante
Glas . . .	0,00210	0,20	2,6	5—7
Kork . . .	0,00011	0,48	0,2	1,8
Paraffin . .	0,00047	0,31	0,9	2

Form.

In den Fig. 1, 2 und 3 ist das Luftthermometer schematisch bzw. in seiner endgültigen Form im Quer- und Längsschnitt gezeichnet.

Das eigentliche Meßgefäß bestand aus dem Halbzylinder *a*, in den zwei dünne, parallele Kupferdrähte hineinragten, zwischen denen der Heizdraht ausgespannt war. Dieses Gefäß war der besseren Wärmeisolation wegen von

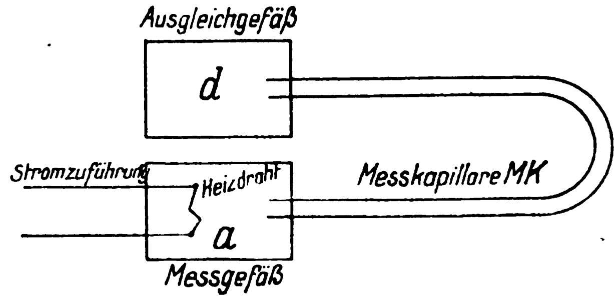


Fig. 1.

einem zweiten Halbzylinder *b* umgeben, der in seiner bestimmten Lage zum Gefäß *a* durch ein Hartgummiröhrchen *c* gehalten wurde, das gleichzeitig die Verbindung mit einer Meßkapillare M.K. herzustellen hatte.

Dieses Thermometergefäß *a* würde in Verbindung mit der Kapillare somit eine sehr einfache Form des Luftthermometers abgeben, wenn nicht bei den Messungen von 10^{-4} Watt zwei äußere Einflüsse sehr störend hervorgetreten wären: Luftdruckschwankungen, hervorgerufen z. B. durch das Öffnen und Schließen von Türen im Institut, und ganz geringe, langsame Temperaturänderungen in der Umgebung des Thermometers.

Die Luftdruckschwankungen konnten völlig, die Einflüsse der Temperaturänderungen zum größten Teil dadurch unterdrückt werden, daß ganz dicht neben dem Gefäß *a* ein ihm möglichst gleichgebautes zweites Gefäß *d* als Ausgleichs- oder Puffergefäß angebracht war, in das nun das freie Ende der ⊃-förmig gebogenen Meßkapillare M.K. hineingeführt wurde. Dem größeren Vorteil der Unabhängigkeit von äußeren Einflüssen stand jedoch dadurch eine Verringerung der Empfindlichkeit um die Hälfte bei gleichem Volumen der beiden Gefäße *a* und *d* gegenüber. Letzteres war jedoch das geringere Übel, denn man konnte es zum

Teil durch einen nun wieder möglich gewordenen Übergang zu einer Meßkapillare von kleinerem Querschnitt umgehen.

Die beiden Gefäße a und d waren weiterhin durch den gemeinsamen Korkzylinder z umgeben. Dieser trug wesentlich zur Konstanthaltung der Temperatur der beiden Gefäße a und d bei, sodaß plötzliche starke Temperaturänderungen, die einseitig auf das Luftthermometer wirken würden, nicht mehr bemerkbar waren. Aus dem einen Deckel ragten die Zuführungen zum Heizdraht, aus dem anderen die beiden Hartgummiröhrchen c mit ihren Erweiterungen e heraus. In diese war je eine 3 cm lange Glaskapillare f eingekittet,

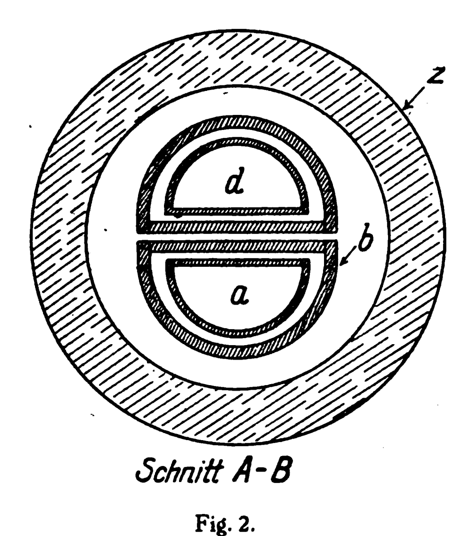


Fig. 2.

an die wiederum eine halbkreisförmige Kapillare g, wie aus Schnitt $C—D$ in Fig. 3 ersichtlich ist, angeschmolzen war.

Die Enden der beiden Kapillaren g waren mittels übergezogener kurzer Gummischläuche h durch eine Ausgleichskapillare A.K. verbunden, während in gleicher Weise die Meßkapillare M.K. die Enden i der Kapillare f verband.

In der Meßkapillare befand sich ein Flüssigkeitsfaden, die Ausgleichskapillare dagegen war durch nichts versperrt, sodaß das Innere der beiden Gefäße auf diesem Wege ständig miteinander in Verbindung stand. Über den Zweck dieser Maßnahme sei später berichtet.

Die Herstellung der Halbzylinder geschah derart, daß ihre Einzelteile aus Platten von 1,5 mm bzw. 3 mm Dicke herausgeschnitten wurden. Nur ihre beiden Längswände wurden verleimt, ihre Böden und Deckel dagegen genau eingepaßt. Ein gemeinsamer Paraffinüberzug sorgte für genügend Abdichtung.

Die Verbindung der beiden Kapillaren mit dem Luftthermometer mittels der kurzen Gummischläuche gestattete ein schnelles Auswechseln der Kapillaren zwecks Änderung der Empfindlichkeit oder Neuauffüllung des Flüssigkeitsfadens. Als Flüssigkeit wurde Äther und Alkohol verwandt, jedoch wurde letzterem wegen seiner geringeren Verdampfungsgeschwindigkeit der Vorzug gegeben. Die Länge eines Alkoholfadens betrug durchschnittlich 1 cm. Nach zirka 2 Tagen mußte er erneuert werden.

Um Unregelmäßigkeiten während der Verschiebung des Flüssigkeitsfadens zu vermeiden, mußten die Kapillaren mit Chromsäure und Natronlauge gut gereinigt werden.

Die Ablesung der Ausschläge erfolgte mittelst eines Horizontal-Mikroskopes mit Strichplatte oder durch ein Fernrohr, falls der Beobachter zur Verhinderung eigener Einwirkungen auf den Sender weit von diesem entfernt sein mußte.

Fixierung des Nullpunktes.

Die Benutzung eines stark vergrößernden Horizontalmikroskopes hatte ergeben, daß die Anbringung des Ausgleichsgefäßes d nicht immer gänzlich äußere Temperaturschwankungen beseitigen konnte. Es wurde ein ständiges langsames Hin- und Herkriechen des Fadens festgestellt, das pro Minute zwar nur Bruchteile von Millimetern betrug, aber trotzdem die Messungen infolge dieser Nullpunktsverschiebungen

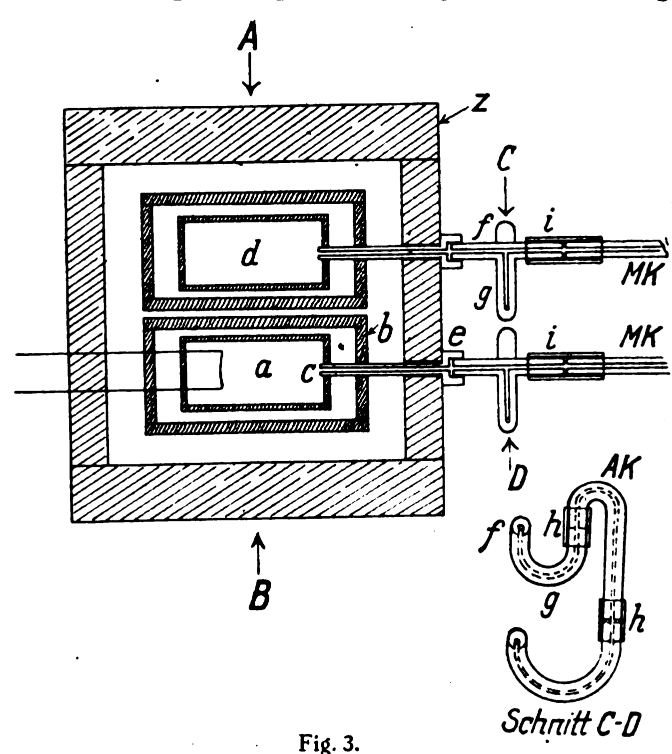


Fig. 3.

sehr erschwerte. Durch Anbringung der Ausgleichskapillare A.K. wurden diese unterdrückt, da nun langsame Druckschwankungen zwischen den beiden Gefäßen über diese Kapillare einen Ausgleich fanden.

Weiterhin wurde ein Teil des unteren Armes der ⊐-förmigen Meßkapillare genau kreisbogenförmig mit einem Krümmungsradius von zirka 10 cm nach unten durchgebogen. Innerhalb dieses Teiles befand sich der Flüssigkeitsfaden, und da dieser sich in seiner Ruhelage immer am tiefsten Punkt des Kreisbogens befand, so war eine horizontale Justierung der Meßkapillare nicht erforderlich. Durch diese Maßnahme wurde aber auch erreicht, daß die Ausschläge unabhängig von der Lage des Nullpunktes waren, da sie sich immer auf einer Kreisbahn vollzogen, deren Ebene senkrecht stand.

Die Empfindlichkeit des Luftthermometers.

Infolge der Wirkungsweise der Ausgleichskapillare hing die Empfindlichkeit wesentlich von dem Querschnittsverhältnis der Meß- und Ausgleichskapillare ab, denn nur ein Teil der durch den Heizdraht in Druckenergie umgesetzten Schwingungsenergie bewirkte ein Verschieben des Flüssigkeitsfadens, der andere Teil glich sich durch die Ausgleichskapillare aus. Da andererseits aber der Ausschlag des Fadens auf einer Kreisbahn nach oben erfolgte, so mußte nach einer gewissen Zeit der Faden allmählich wieder auf seinen Nullpunkt zurückfallen, nämlich dann, wenn die Wärmeableitung gleich der Wärmezufuhr durch den Heizdraht war. Somit waren die Ausschläge des Instrumentes ballistischer Art. Die Zeit bis zur Erreichung des Maximums betrug 3—7 sec!

In der Fig. 4 sollen eine Anzahl Eichkurven des Instrumentes gegeben werden, die dadurch gewonnen wurden, daß eine Eichung mittels Gleichstrom erfolgte. Die dadurch erhaltenen Werte können ohne weiteres bei Messungen mit Wechselstrom gebraucht werden, da Schwierigkeiten infolge des Peltiereffektes, wie sie für geringe Energien bei Gebrauch des Thermoelementes auftreten, beim Luftthermometer wegfallen müssen, weil der Heizdraht nur aus einer Metallart besteht. Hierin liegt ein Vorteil des Luftthermometers.

Grenze gesetzt. Dies zeigt ebenfalls die Kurve *d*. Durch Zufall mußte ich finden, daß die mit einer Meßkapillare von 0,22 mm ⌀ und einer Ausgleichskapillaren von 0,22 mm ⌀ aufgenommenen Meßpunkte (× × × ×) mit den Punkten (○ ○ ○) zusammenfallen, die bei einem Durchmesserverhältnis von 0,715/0,345 erhalten wurden. Im Vergleich zu Kurve *a* ergibt sich deutlich der Einfluß des Strömungswiderstandes der Meßkapillaren.

Aus sämtlichen Kurven erkennt man allgemein die bequeme Möglichkeit, Energien der Größenordnung von 10^{-4}

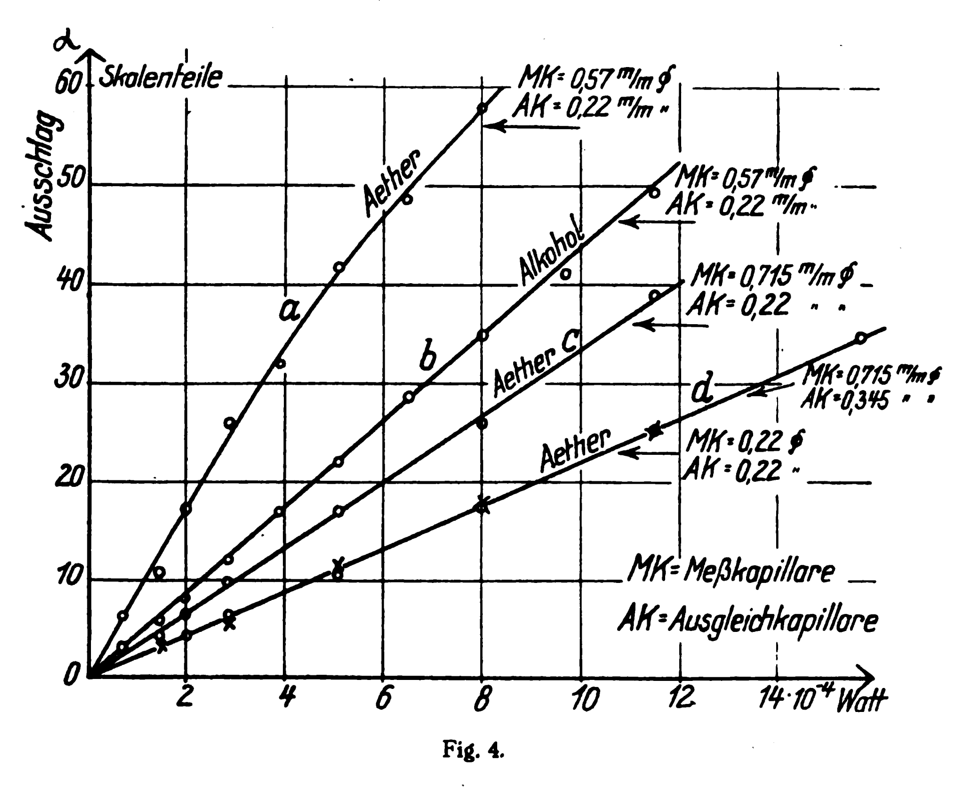


Fig. 4.

Als Heizdraht diente ein Konstantendraht von 0,015 mm Dicke und 50 Ω Widerstand.

Die Kurven *a* und *b* wurden bei Füllung derselben Meßkapillare mit Äther bzw. Alkohol erhalten. Wir finden eine bedeutend höhere Empfindlichkeit beim Gebrauch von Äther, was durch dessen geringere innere Reibung und der damit verbundenen größeren Beweglichkeit begründet ist.

Die Länge der Flüssigkeitsfäden betrug 1 cm. Da nun mit der Zeit infolge der Verdampfung eine Verringerung der Länge eintrat, mit der aber wiederum eine Empfindlichkeitsvergrößerung verbunden war, so erwies es sich als notwendig, die Eichkurve bei Ausführung einer Messung, die mehrere Stunden dauerte, ab und zu durch einige Eichpunkte zu kontrollieren. Ich fand, daß die Abweichungen bei einem Alkoholfaden von 1 cm Länge innerhalb von 4—6 Stunden noch innerhalb der Meßfehler lagen. Die Abnahme der Fadenlänge betrug während 24 Stunden etwa 0,2 cm bei einem Kapillarendurchmesser von 0,57 mm.

Die Kurven *c* und *d* wurden unter Benutzung einer dickeren Meßkapillare bzw. Ausgleichskapillare erhalten, wodurch naturgemäß eine Empfindlichkeitsverringerung eintreten mußte. Durch Veränderung der Kapillarendicke ist uns somit ein bequemes Mittel zur Änderung der Empfindlichkeit unter Beibehaltung desselben Heizdrahtes (s. Fig. 5) gegeben.

Der Verringerung des Meßkapillarendurchmessers zum Zwecke der Empfindlichkeitssteigerung war durch die damit verbundene Zunahme des Strömungswiderstandes eine

Watt zu messen. Der lineare Anstieg der Kurven bleibt bis zu hohen Ausschlägen gewahrt, erst bei größeren Werten treten infolge der Natur des Entstehens der ballistischen Ausschläge Abweichungen ein, die man jedoch immer durch

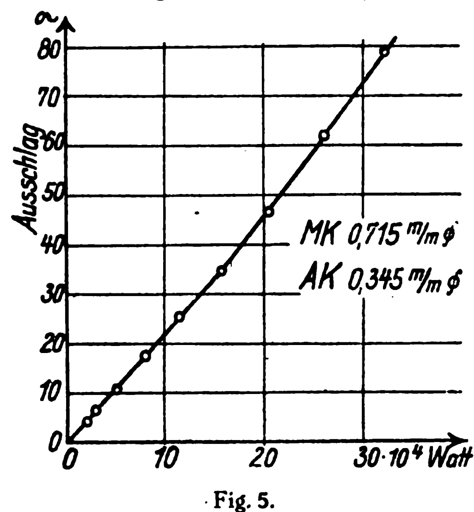


Fig. 5.

passende Wahl der Empfindlichkeit bzw. des Kapillarendurchmessers vermeiden kann.

Die Genauigkeit, mit der noch Größen $< 1 \cdot 10^{-4}$ Watt gemessen werden können, ist außerordentlich groß. In der Tabelle 2 sind für die Werte der Kurve *b* die Fehler der Mittelwerte aus zehn Einzelmessungen wiedergegeben.

Tabelle 2.

Watt	Skalenteile Ausschlag a	Fehler Δa	Fehler %
$0{,}70 \cdot 10^{-4}$	3,12	± 0,07	± 2,10
1,48	5,92	0,07	1,10
2,00	8,08	0,05	0,55
2,88	12,07	0,12	1,00
3,90	16,95	0,18	1,10
5,10	22,05	0,12	0,55
6,50	28,65	0,09	0,32
8,00	34,92	0,06	0,16
9,68	41,00	0,12	0,29
11,50	49,10	0,15	0,29

Die Ablesegenauigkeit betrug dabei ± 0,2 Skalenteile. Es ist also möglich, mit dem Instrumente Energien von 10^{-4} Watt mit einer solchen Genauigkeit zu bestimmen, daß die Fehler im allgemeinen $< 1\%$ sein werden.

Es fragt sich nun noch, wie hoch die Empfindlichkeit im Vergleich zu anderen Meßinstrumenten ist und ob es noch weiterhin Möglichkeiten gibt, diese zu steigern.

In der Tabelle 3 sind zu diesem Zweck einige Daten des für ähnliche Versuchszwecke hauptsächlich in Frage kommenden Schleifengalvanometers von Zeiss dem Luftthermometer gegenübergestellt. Dabei muß jedoch gesagt werden, daß hierbei nicht die Wattempfindlichkeit des Galvanometers selbst in Frage kommt, sondern die der Kombination Galvanometer—Thermoelement. Verwandt wurde ein äußerst empfindliches Hochvakuumthermoelement aus 0,015 mm dickem Konstantan-Manganindraht, wobei der Heizkreis einen Widerstand von 20 Ω hatte. Die darin umgewandelte Schwingungsenergie ist für unseren Vergleich maßgebend.

Tabelle 3.

	Vergrößerung	Ausschlag Skalenteile	Watt	Watt / Skalenteil
Schleifengalvanometer-Thermoelement 20 Ω	80 fach	11	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$	$0{,}31 \cdot 10^{-5}$
Luftthermometer 50 Ω	25 fach	8	$10{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$
	80 fach	25	$10{,}0 \cdot 10^{-5}$	$0{,}4 \cdot 10^{-5}$
Duddell-Thermogalvanometer · 18 Ω	Spiegelablesung Skalenabstand: 1 m	100	$0{,}46 \cdot 10^{-5}$	$0{,}46 \cdot 10^{-7}$

Das Luftthermometer ist demnach bei 80facher Vergrößerung dem Schleifengalvanometer durchaus ebenbürtig. Das Duddel-Thermogalvanometer hat eine wesentlich höhere Empfindlichkeit, kommt in der Praxis für das Anwendungsgebiet kurzer elektrischer Wellen jedoch kaum in Frage. Ein Vergleich mit den von Espinosa de los Monteros gebauten Luftthermometern ist nicht möglich, da u. a. die von mir ergriffenen Sicherheitsmaßnahmen zur Verhinderung der äußeren Einflüsse zum Zwecke einer ständigen Arbeitsmöglichkeit die Empfindlichkeit des Luftthermometers auf ungefähr den 4. Teil der vollen Empfindlichkeit herabsetzen, die man bei Außerachtlassung dieser Maßnahmen erreichen könnte.

Die Empfindlichkeit würde sich noch wesentlich erhöhen lassen, wenn man größere Luftvolumina benutzen würde. Für meine Versuchszwecke war dies nicht statthaft, da hier die Dimensionierung so klein wie möglich sein mußte. Die von mir angegebenen Maße geben ungefähr die untere Grenze an, unter die man kaum herabgehen kann, da sonst die Wärmekapazität des Korkzylinders in bezug auf die des Luftvolumens zu groß wird. Außerdem zeigte sich, daß diese Empfindlichkeit auch zu Messungen an den schwachen ungedämpften Wellen, die nach der Methode von Barkhausen und Kurz hergestellt werden, völlig genügte.

Im folgenden Abschnitt sollen daher einige Anwendungsbeispiele gegeben werden.

Anwendung des Luftthermometers.

Die Anordnung des Heizdrahtes im Luftthermometer gab die Möglichkeit, diesen direkt als die eine schmale Seite eines in seiner Länge veränderlichen Rechteckes als Resonanzkreis zu verwenden.

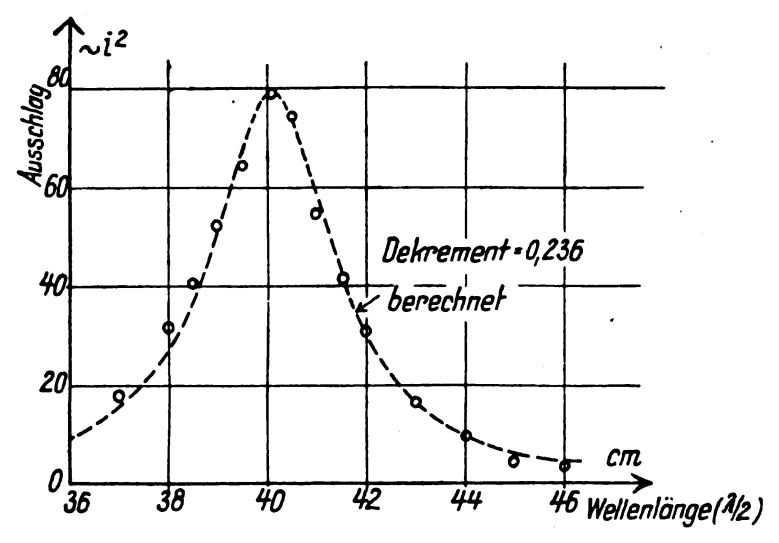


Fig. 6.

Figur 6 gibt die Resonanzkurve wieder, die durch Abstimmung auf die Senderwelle von 80 cm Wellenlänge aufgenommen wurde, in dem das Rechteck posaunenartig verlängert oder verkürzt wurde. Die Längenänderung ist proportional $\lambda/_2$. Die Punkte, als Mittelwerte aus je 3 Einzel-

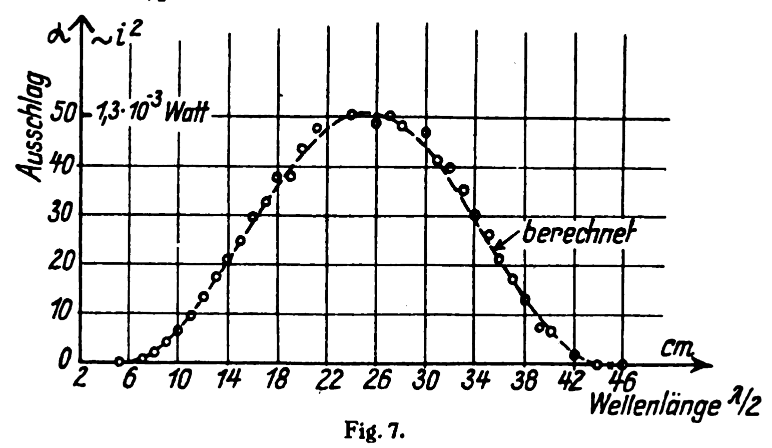


Fig. 7.

messungen, wurden experimentell gefunden während die gestrichelte Kurve für ein Dekrement von 0,236 berechnet wurde. Die Länge des Rechteckes konnte nur auf ± 0,1 cm genau eingestellt werden.

Figur 7 stellt die Stromverteilung (i^2) einer stehenden Welle von $\lambda/_2 = 40$ cm auf einem Lecherdraht dar. Zu



diesem Zwecke wurde das Luftthermometer längs des Drahtes in einem Abstand von 4 cm verschoben. Die Punkte wurden wiederum als Mittelwerte aus je 4 Einzelausschlägen ermittelt, die Kurve wurde berechnet. Kleine Abweichungen im Maximum können durch die Unmöglichkeit, zwei Paralleldrähte von 2 mm Dicke ganz gerade auszuspannen, und durch die damit verbundene Abstandsänderung begründet werden.

Die Ablesung der Ausschläge erfolgte in beiden Fällen mittelst eines Horizontalmikroskopes aus 1,5 m Entfernung, um den Sender und Resonanzkreis nicht zu beeinflussen. Das Luftthermometer und die dazu gehörige Optik waren deshalb auf einer gemeinsamen Holzplatte aufgebaut, deren Höhe beliebig geändert werden konnte. Der Lecherdraht war vertikal ausgespannt.

Verwendet man an Stelle des Resonanzkreises mit verteilter Selbstinduktion und Kapazität einen Thomsonschen Schwingungskreis, so kann man wiederum den Heizdraht zu einem Teil des Schwingungskreises ausbilden. Dadurch vermeidet man zwei Nachteile, die immer dann auftreten, wenn man unter Benutzung eines Thermoelementes mit einem solchen Kreis für kurze Wellen arbeiten muß: erstens unsichere Kopplung zwischen Kreis und Thermoelement infolge der Nähe der Galvanometerleitung, zweitens Beeinflussung der Kapazität und Selbstinduktion durch das Glas des Thermoelementes bzw. durch die Galvanometerleitung. Außerdem besteht immer eine direkte meist kapazitive Kopplung zwischen letzterer und dem Sender.

Ist es notwendig, den Schwingungskreis aperiodisch zu machen, so hat man die Möglichkeit, den gesamten Widerstand als Heizdraht in das Luftthermometer selbst zu bauen und so die gesamte Wärmeenergie zur Messung zu verwenden.

Zusammenfassung.

Es wird die Konstruktion eines Hitzdrahtluftthermometers angegeben, das die Messung von Energien der Größenordnung von 10^{-4} Watt mit hoher Genauigkeit gestattet.

An einigen Anwendungsbeispielen auf kurze Wellen wird die Brauchbarkeit des Instrumentes gezeigt.

Diese Arbeit wurde im Physikal. Institut der Universität Jena ausgeführt. Herrn Geheimrat M. Wien und Herrn Prof. H. Busch danke ich sehr für Ratschläge und Unterstützung bei dieser Arbeit. Dem Elektrophysik-Ausschuß bin ich für die Bereitstellung von Geldmitteln zu Danke verpflichtet.

Jena, den 4. Dezember 1924.

Bericht über Fragen der Hochfrequenztechnik

auf der

88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte.

Von **O. Emersleben.**

In der Woche vom 21. bis 27. September 1924 fand in Innsbruck die 88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte statt und, vereinigt mit den Fachgruppen der Gesellschaft, Jahresversammlungen der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, der Deutschen Mathematiker-Vereinigung sowie zahlreicher anderer wissenschaftlicher, technischer und medizinischer Gesellschaften.

Wenn ich im folgenden über einige Vorträge referiere, die dort gehalten worden sind und Fragen behandeln, die im Rahmen des Interessengebietes der vorliegenden Zeitschrift liegen, so kann der Bericht schon aus dem Grunde nicht vollständig sein, weil mit Rücksicht auf die Reichhaltigkeit des Programmes nicht zu vermeiden war, daß mehrere Vorträge von Interesse an verschiedenen Orten gleichzeitig stattfanden. Deshalb sei ausdrücklich auf die vollständigen Berichte in der Physikalischen Zeitschrift und der Zeitschrift für Technische Physik aufmerksam gemacht. Der Tagung war eine Ausstellung angegliedert, die wohl Sehenswertes auch auf dem Gebiet der Radioindustrie aufwies, ohne daß man jedoch von einem Interesse der deutschen drahtlosen Industrie an der günstigen Ausstellungsmöglichkeit etwas wahrnehmen konnte. Sollten etwa Patentschwierigkeiten der Firmen, die in Deutschland herstellen und sich in Bezug auf den ausländischen Markt nicht zu einigen vermögen, die Ursache sein?

Ziel des Naturforschertages soll sein, neben der Vertiefung in einzelne Fachgebiete einen Gesamtüberblick zu erleichtern. Deshalb sollen die Vorträge allgemeineren Inhalts wenigstens erwähnt werden. Wenn man heute noch nicht weiß, welche Entwicklung dieser oder jener Zweig der Hochfrequenztechnik nehmen wird, so soll man doch der Erfahrungstatsache gedenken, daß die Technik oft aus fremden Gebieten fruchtbare Anregungen enthielt, ohne daß man anfänglich derartige Beeinflussungen für möglich gehalten hätte. Die anfängliche Entwicklung der drahtlosen Telegraphie ist ja ein besonders deutliches Beispiel dafür, daß die technische Anwendbarkeit mancher Erscheinungen sich nicht im voraus beurteilen läßt.

Günstiges Wetter ermöglichte es, das „Antlitz der Alpen" nicht nur theoretisch, sondern auch „experimentell" kennenzulernen. Die Freundlichkeit der Aufnahme, die viele Tausende von Teilnehmern in Innsbruck erfahren hatten, wurde dabei wenn möglich in den höheren Teilen Tirols noch überboten.

Eine Anzahl Teilnehmer benutzte auf dem Hin- oder Rückweg die Gelegenheit, die in Bau befindliche Versuchs-Großstation der C. Lorenz A.-G. zwischen dem Herzogstand und dem Stein bei Kochel am See kennenzulernen. Beondere Beachtung fanden dabei die elastisch und elektrisch sehr widerstandsfähigen Hängeisolatoren, die die kilometerlangen Luftleiter selbst bei starkem Rauhreif halten und schützen.

H. Barkhausen. Die Geschwindigkeit des Umklappens der Molekularmagnetverbände. (Vgl. Zeitschr. f. techn. Phys. 5 [1924], 518—519.)

Wie Herr Barkhausen vor 5 Iahren fand, ändert sich der Magnetismus eines Eisendrahts sprunghaft, wenn man ihn durch einen permanenten Magneten allmählich magnetisiert. Zum Nachweis umgebe man einen Eisendraht D (Fig. 1) mit einer Spule S, an die ein



Telephon gelegt werde. Beim Nähern eines Magneten M hört man einzelne Stöße. Wie unregelmäßig diese Stöße verlaufen, erkennt man, wenn man sie mit einem empfindlichen Seitengalvanometer aufnimmt. Nach einer Rechnung, die Herr van der Pol ausgeführt hat, beträgt die Größenordnung des magnetischen Moments, das auf einmal umklappt, mindestens 0,01 absolute Einheiten. Unter geeig-

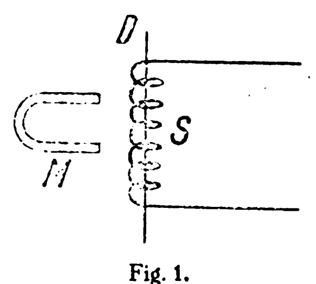


Fig. 1.

neten Annahmen über das dazu nötige Feld und unter der weiteren Voraussetzung, daß die kleinen Magnetverbände nach der anderen Seite umklappen und je gesättigt sind, ergibt sich ihr Volumen zu etwa 10^{-5} cm^3. Wenn dies auch nur einen Mittelwert darstellt, denn aus den erwähnten Aufnahmen folgt ja, daß ihre Größe sehr unregelmäßig ist, so kann man aus dieser Zahl doch entnehmen, daß nicht einzelne Moleküle, sondern größere Komplexe, im allgemeinen sichtbare Teile, umklappen.

Um die Frage zu untersuchen, wie schnell das Umklappen vor sich gehen mag, ließ der Vortragende die Stöße auf einen Schwingungskreis wirken Er nutzte dabei die bekannte Tatsache aus, daß ein Schwingungskreis durch Stöße nur dann merklich angeregt wird, wenn die Stoßdauer kleiner ist als die Eigenschwingungsdauer des Stoßkreises. Der Nachweis gelingt für Tonfrequenz bereits, wenn man

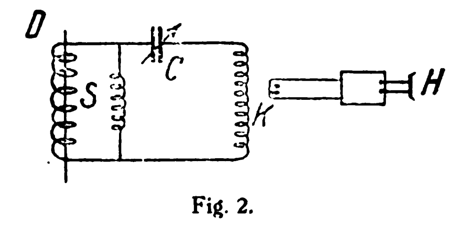


Fig. 2.

(nach Fig. 2) mit dem Schwingungskreis SC ein Telephon H koppelt. Um jedoch auch hochfrequente Schwingungen wahrzunehmen, wurden aus der drahtlosen Telegraphie her bekannte Empfangsschaltungen mit Hochfrequenzverstärker angewandt. Durch Rückkopplung könnte die Empfindlichkeit der Empfangsapparate beträchlich gesteigert werden, doch mußte zur Aufnahme der Stöße davon abgesehen werden.

Obgleich mit der Wellenlänge des Schwingungskreises bis auf 1800 m herunter gegangen wurde, blieb das Umklappgeräusch deutlich erhalten, das Umklappen der „Molekular"-magnete geschieht daher mit Hochfrequenzgeschwindigkeit. Die dazu erforderliche Zeit beträgt höchstens 1/300 000 sec.

Schon diese obere Grenze der Zeitdauer dürfte einen großen Wert für das Verständnis des Vorgangs wie für die Beurteilung seiner technischen Ausnutzbarkeit besitzen, übrigens glaubt der Vortragende, daß die wahre Geschwindigkeit noch wesentlich größer ist. Es ist anzunehmen, daß die Kristalleigenschaften des Eisens einen beträchtlichen Einfluß haben; kann man dadurch doch sogar Unterschiede in den Eisensorten erkennen!

Die Durchführung der Experimente ist in der Hauptsache Herrn Lewin zu verdanken.

H. Barkhausen Die Empfindlichkeit des Ohres für nicht sinusförmige Töne. (Vgl. Physikal. Zeitschrift **25** [1924]. 537—541.)

Bereits 1902 hat Herr M. Wien eine Arbeit über die Empfindlichkeit des Ohres für sinusförmige Töne veröffentlicht (vgl. Phys. Zs. **4** S. 69—74). Herr Barkhausen hat in Gemeinschaft mit Herrn Lewicki die Frage untersucht, wie sich das Ohr gegenüber den meist auftretenden nicht sinusförmigen Tönen verhält. Diese lassen sich im allgemeinen als Überlagerung rein sinusförmiger Grund- und Oberschwingungen darstellen, doch folgt hieraus noch nicht ohne weiteres, ob man auch die Empfindlichkeit oder eine einfach von dieser abhängende Größe aus den entsprechenden Größen der einzelnen reinen Töne superponieren darf, was sicher nicht der Fall ist, wenn etwa die Hörbarkeit eines beliebigen Tones gleich der Hörbarkeit seiner (subjektiv) lautesten Oberschwingungen ist.

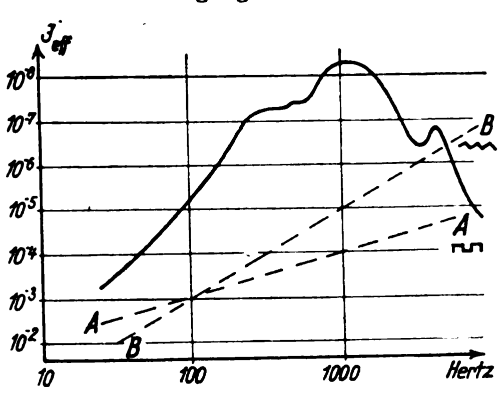


Fig. 1.

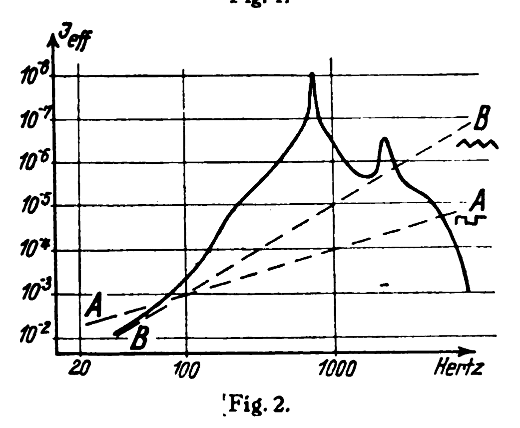


Fig. 2.

Um die Verhältnisse zu prüfen, haben der Vortragende und sein Mitarbeiter zunächst bei verschiedenen Telephonen die Hörbarkeit sinusförmiger Töne gemessen. Fig. 1 und 2 zeigen die Abhängigkeit der Hörbarkeit von der Frequenz, d. h. als Abszisse eine logarithmische Skala der Schwingungszahl, als Ordinate eine logarithmische Skala der Stromstärke. Die Kurven zeigen deutlich Maxima der Hörbarkeit; insbesondere die Fig. 2, deren Telephon eine scharfe Resonanz bei 700 Hertz aufweist. Sie sind mit den Kurven der Fig. 3 und 4 zu vergleichen, die die Hörbarkeit nicht sinusförmiger Töne darstellen, Fig. 3 und die obere Kurve in Fig. 4 mit dem der Fig. 1 zugrunde gelegten Telephon aufgenommen, die untere Kurve von Fig. 4 mit dem Resonanztelephon der Fig. 2 aufgenommen. Dabei wurde der Fig. 3 ein Ton zugrunde gelegt, dessen erzeugender Strom abwechselnd (mit Veränderung nach jeder halben Periode) zwischen konstanten Werten schwankt (Fig. 5) und bei dem die Oberschwingungen der geradzahligen Harmonischen fehlen, die Amplitude der n-ten Harmonischen für un-

gerade n gleich $1/n$ ist. Der Strom wurde mittels einfachen Unterbrechers erzeugt. Der Fig. 4 dagegen liegt ein zickzackförmiger, abwechselnd steigender und gleich stark fallender Strom zugrunde (Fig. 6). Er wurde nach einer in Fig. 7 schematisch dargestellten Schaltung erzeugt. Ge-

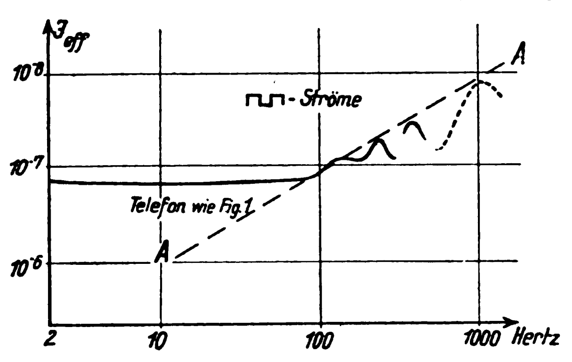


Fig. 3.

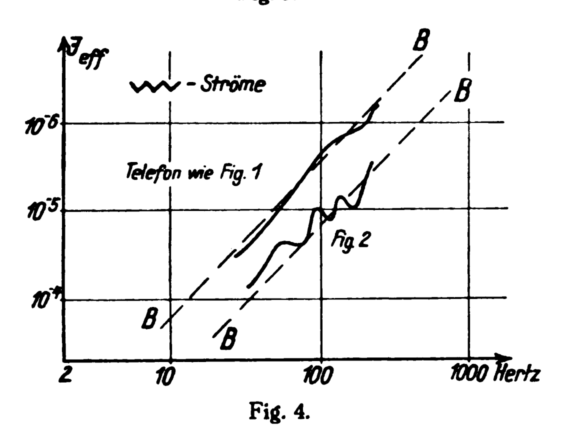


Fig. 4.

radzahlige Oberschwingungen hatte auch er nicht, die ungeradzahligen haben Amplituden proportional $\frac{1}{n^2}$. Die Geraden A und B in Fig. 1 und 2 ermöglichen den Vergleich dieser Kurven für rein sinusförmige Ströme mit jenen für

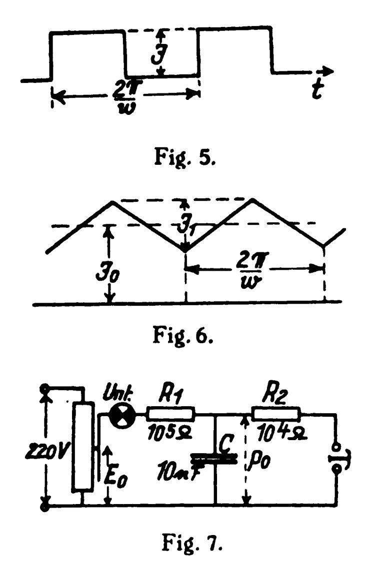


Fig. 5.

Fig. 6.

Fig. 7.

nicht sinusförmige Ströme in Fig. 3 (entsprechend A) und Fig. 4 (entsprechend der doppelt so steilen B). Die Möglichkeit eines so einfachen Vergleiches ist eine unmittelbare Folge der logarithmischen Darstellung der Kurven und der dazu passenden Wahl der Amplitudenverhältnisse $\frac{1}{n}$ bzw. $\frac{1}{n^2}$ für die Oberschwingungen der Ströme nach Fig. 5 und 6. Die Kurven Fig. 3 und 4 zeigen Übereinstimmung mit den Ergebnissen, wie sie zu erwarten sind, wenn die Hörbarkeit jedes Tones gleich dem Maximum der Hörbarkeiten seiner Komponenten ist, insofern sie für die Schwingungszahlen, die selbst oder deren ungeradzahlige Vielfache einer Resonanzstelle der Fig. 1 bzw. 2 entsprechen, selbst Maxima aufweisen, die auf einer (im dortigen Maßstab) zu A bzw. B parallelen Geraden liegen. Auch die Abweichung von diesem Verlauf (in Fig. 3 für Frequenzen unter 100 Kurve konstant; in Fig. 4 nicht zu erkennen, jedoch Kurve mit nur halb so großem Gefälle wie B zu erwarten) wurde vom Vortragenden erklärt.

Aus einem Zwei-Frequenzversuch wurde das logarithmische Dekrement der Dämpfung der menschlichen Ohrresonatoren zu 0,12 bestimmt.

Im ganzen standen die Ergebnisse in Übereinstimmung mit der Annahme, daß zwar die Dichtigkeit der Oberschwingungen die Hörbarkeit verstärkt, wenn eine höhere als die fünfte Oberschwingung am lautesten empfunden wird, daß im übrigen aber nur die lauteste Oberschwingung allein auf die Hörbarkeit des Gesamttones einen Einfluß hat.

J. Tuma. Kinematographische Darstellung Hertzscher Wellen. (Vgl. Physikal. Zeitschrift **25** [1924], 601—602.)

Die häufige Aufgabe, das Gebiet der elektromagnetischen Schwingungen in einer Anfängervorlesung einem großen Hörerkreis vorzuführen, veranlaßte Herrn T u m a , in Anbetracht der nicht unbeträchtlichen didaktischen Schwierigkeiten nach eindringlicheren Mitteln zu suchen. Sollte er das Feld durch seine Kraftlinien darstellen, obgleich diese doch nur den Gleichgewichtszustand charakterisieren, oder nach H e r t z die zeitliche Veränderlichkeit durch Aufnahme einzelner Phasen veranschaulichen?

Der Vortragende wählte die zweite Möglichkeit und machte sie durch kinematrographische Darstellung besonders wirkungsvoll. H e i n r i c h H e r t z hat („Die Kräfte elektrischer Schwingungen, behandelt nach der M a x w e l l schen Theorie", W i e d e m a n n s Annalen **36** [1888] — Gesammelte Werke II, 3. Aufl. [1914], S. 156, 157) die Schwingungen eines Dipols in vier Bildern dargestellt, die sich je um eine Viertelperiode von einander unterscheiden. Man müßte auch die Schwingungsvorgänge bei Anwendung von Antennen, ferner ihre Beeinflussung durch trockene und feuchte Erde, durch Wasser usw. darstellen. Für Filmzwecke war es nötig, die Phasenabstände zwischen den einzelnen dargestellten Zeitpunkten viel kürzer zu wählen.

W a s sollte er nun eigentlich darstellen? Wie üblich die Verschiebungslinien der Transversalschwingungen eines elektrischen Feldes in einem inkompressiblen vollkommen elastischen starren Körper? Oder in geraden vom Zentrum des Erregers aus gezogenen Strahlen in einzelnen Punkten die Phasen ihres Schwingungszustandes zu markieren? Bei der letztgenannten Darstellung wäre die Transversalbewegung der Wellen deutlicher geworden, große Übersichtlichkeit hätte sich jedoch so nicht erzielen lassen. Daher blieb der Vortragende bei der alten Gewohnheit, obgleich dabei durch die abwechselnde Verdichtung und Verdünnung der Linien der Eindruck einer Longitudinalbewegung vorgetäuscht wird. Man muß das Gesehene in eine Transversalbewegung umdeuten!

Die für diese Darstellung benutzten Gleichungen berücksichtigen nicht die Einzelheiten der zur Entstehung der Schwingungen führenden oszillatorischen Entladungen, insbesondere nicht das Vorhandensein eines Leitungsstromes

im Oszillator oder in den Ionen der Funkenstrecke. Dort liegt also die Quelle der Verschiebungen der Ströme, die sich außerhalb der nächsten Umgebung des Dipols, dort, wo die Gleichungen als gültig anzusehen sind (d. h. außerhalb der

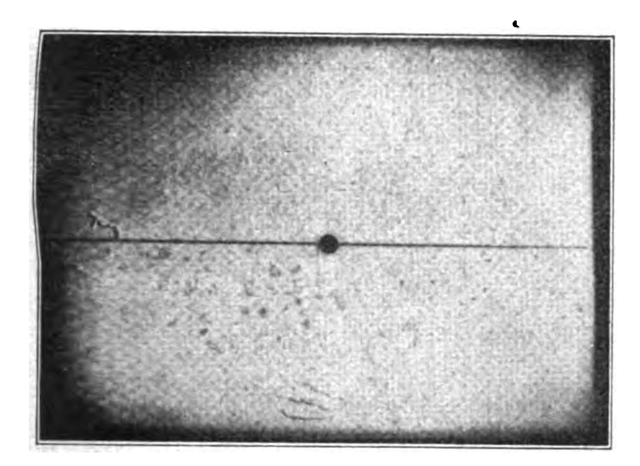


Fig. 1.

„Wirkungssphäre" des Erregers, deren Durchmesser natürlich vom Grad der gewünschten Näherung abhängt), bemerkbar machen.

Wie die dielektrische Verschiebung der Ströme nach außen zu sich im Lauf der Zeit ausbreitet, wie die Ver-

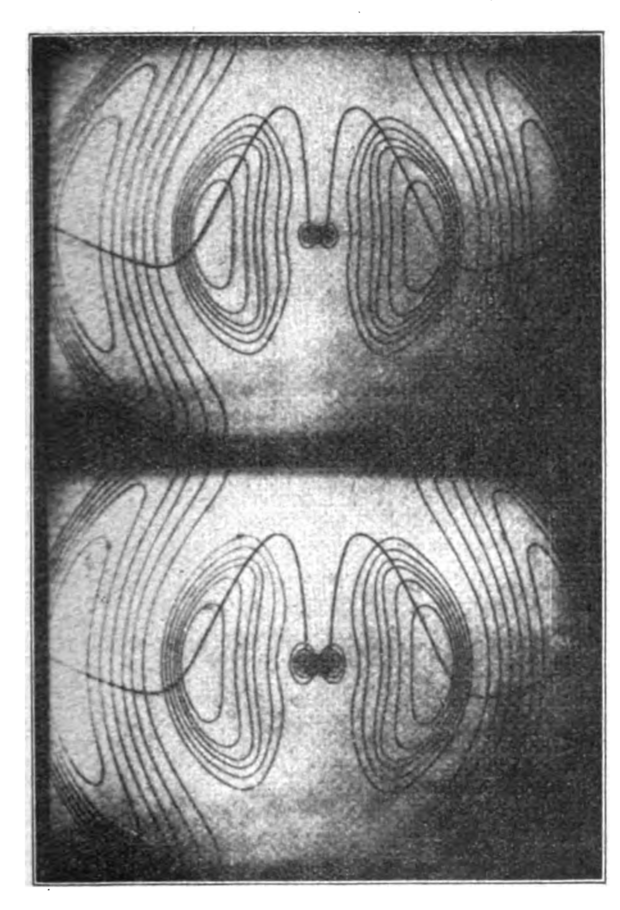


Fig. 2.

schiebungslinien sich ein- und schließlich abschnüren, kann man am Film sehr schön sehen. In den drei Figuren sind vier Phasen dieses Vorganges wiedergegeben. Fig. 1 stellt den Anfang der Ausbreitung einer Schwingung dar. Eine dunkle Scheibe verdeckt die Vorgänge in der „Wirkungssphäre", über die man aus pädagogischen Gründen eigentlich schweigen sollte. Unmittelbar nach Beginn der Entladung treten aus der Wirkungssphäre Verschiebungsströme hervor, deren Verlauf in der Mitte beider Teile der Fig. 2 ersichtlich ist. Fig. 3 zeigt sie im Augenblick der Abschnürung, der Zustand der vollendeten Abschnürung ist wieder aus Fig. 2 zu ersehen, und zwar sind die Kurven in Nierengestalt die Verschiebungslinien unmittelbar nach der Abschnürung, die äußeren Kurvenscharen in einem späteren Augenblick. Wie im Film die Kurvenscharen nach außen entfliehen, so strahlt in der Wirklichkeit des physikalischen Vorgangs die Energie der elektromagnetischen Wirbel vom Sender aus.

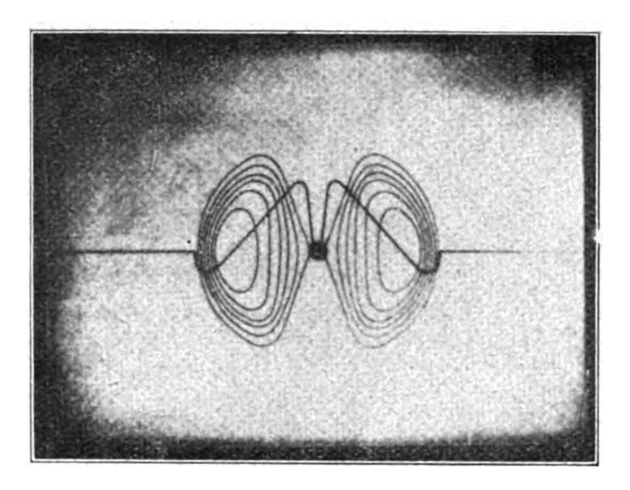


Fig. 3.

Die Horizontale in Fig. 1, die in den mittleren Teilen veränderte Kurve in Fig. 3 und die beiden durch die Mitte gehenden Kurven in Fig. 2 stellen für eine Senkrechte zur Achse des Dipols die Verschiebungsamplituden dar. Sie erzeugen bei der Vorführung den gewollten Eindruck einer Transversalbewegung.

Es wird daran gedacht, durch Benutzung von Farben die Wirkung des Films zu erhöhen. Dank der Sorgfalt, mit der die Assistenten des Vortragenden die einzelnen Phasen gezeichnet haben, wirkt er aber schon jetzt — sogar auf einem billigen Kinderkino — gut. Wünsche nach Kopien des Films bittet Herr Prof. T u m a (Prag, physikalisches Institut der Deutschen Technischen Hochschule), ihm mitzuteilen.

R. Fürth. Dielektrizitätskonstanten guter Leiter.

(Vgl. Physikal. Zeitschrift **25** [1924], 676—679.)

Herr F ü r t h hat vor einiger Zeit die Theorie einer neuen Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten guter Leiter veröffentlicht (Zs. f. Phys. **22,** 98 ff., vgl. Referat in diesem Jahrbuch **23,** 98). Die seinerzeit in Aussicht gestellten Messungen nach diesem Verfahren hat er inzwischen ausgeführt und in Innsbruck darüber berichtet. Die Messungen erstreckten sich auf Flüssigkeiten, die einem homogenen (elektrostatischen oder Wechsel-) Felde ausgesetzt waren. Die Bestimmung geschah durch Messung der auf ein abgeplattetes Rotationsellipsoid, dessen Achse horizontalel verläuft und mit der Kraftlinienrichtung etwa einen Winkel von 45^{b} bildet, ausgeübten Kraft (Näheres im früheren Referat!).

Zur Kontrolle wurde zunächst mit Hilfe eines Nickelellipsoids vom Achsenverhältnis 1:20 die DEK von Wasser gegenüber 50-periodigem Wechselstrom bestimmt. Sie ergab sich zu 78 bis 84, also innerhalb der Meßgenauigkeit in

Übereinstimmung mit dem bekannten Wert (nahe 80). Auch bei Rohrzuckerlösungen nahezu völlige Übereinstimmung mit früheren nach der Drudeschen Methode gewonnenen Werten bei Wellenlänge 70 cm.

Ferner wurde die DEK wässriger Elektrolytlösungen gemessen, da die Angaben in der Literatur hierüber auseinandergehen: die einen geben an, Zusatz eines Salzes verändere die DEK nicht erheblich, andere Forscher wollen Erhöhung, wieder andere Erniedrigung festgestellt haben. Der Vortragende ließ den Versuch solange gehen, bis eine Erwärmung der Platte eintrat. Aus den Versuchen scheint hervorzugehen, daß geringe Konzentrationen allgemein die DEK herabsetzen (gegenüber der des Wassers, d. h. der bei Konzentration 0). Bei stärkerer Konzentration dagegen wurde wieder ein deutlicher Anstieg der DEK wahrgenommen, die in einzelnen Fällen für noch stärkere Konzentration sogar über 80, den Nullwert, steigt (vgl. Fig.).

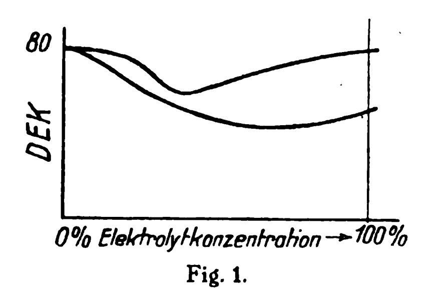


Fig. 1.

Bemerkenswert ist vor allen Dingen, daß sich die so gemessene DEK als von der Spannung abhängig erweist.

In der Diskussion weist Herr Debye darauf hin, daß nach der zuletzt gemachten Angabe die Polarisation der Flüssigkeit nicht proportional der Feldstärke sei, während sie in der Begründung der Meßmethode als proportional angenommen werde. (Bemerkung des Referenten: Der qualitative Teil zumindest der Ergebnisse des Vortragenden wird dadurch nicht hinfällig: die Polarisation ist nicht proportional der Spannung; die gegenteilige Annahme führt zum Widerspruch: denn wäre sie etwa doch proportional, so ließe sich die Rechnung des Vortragenden, sogar quantitativ, anwenden, und diese führt gerade zur Aussage, daß die Proportionalität nicht besteht.)

F. Trendelenburg u. H. Riegger. Über die Verstärkung kurzer Wellen. (Vgl. Zeitschr. f. techn. Physik 5 [1924], S. 495—500.)

Beim Arbeiten mit kurzen elektromagnetischen Wellen (bereits unter 1000 m Wellenlänge) bereitet die Mehrfachhochfrequenzverstärkung in Kaskadenschaltung große Schwierigkeiten; denn man ist gezwungen, zur Übertragung

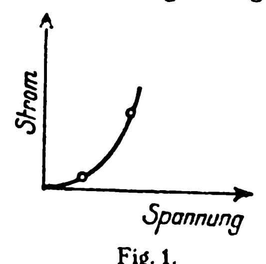


Fig. 1.

der Hochfrequenz von einer auf die nächste Verstärkerröhre ein abgestimmtes System einzuschalten; hierdurch ergibt sich eine unerwünscht große Selektivität, die die Bedienung sehr erschwert.

Trotz der Vorteile der Hochfrequenzverstärkung, daß man im unteren Teil der Kennlinie arbeiten kann (in Fig. 1 etwa zwischen den beiden Kreisen), ungefähr am „Knick", wo die Spannungsamplitude in das geradlinige, also verzerrungsfrei arbeitende Stück der Kennlinie reicht, ist man bei hohem Bedarf an Verstärkung, vor allem also bei Aufnahme entfernter Stationen, auf Niederfrequenzverstärkung angewiesen.

Herr Trendelenburg, der vortrug, und Herr Riegger haben Untersuchungen über die Hochfrequenzverstärkung kurzer Wellen bis zu 70 m Länge herab ausgeführt. Der Vortragende ging zunächst auf die Theorie der Hochfrequenzverstärkung ein, bei der er die Schwierigkeiten der Verstärkung kurzer Wellen schilderte, sprach dann von ihrer Feinmeßmethode für Verstärkermessungen und illustrierte diese durch Mitteilung von Messungen an einzelnen Verstärkern.

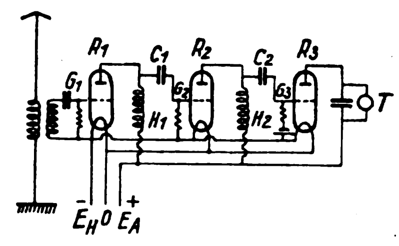


Fig. 2.

Fig. 2 stellt schematisch eine Hochfrequenzverstärkerschaltung mit zwei Verstärkerröhen R_1 und R_2 und einer Gleichrichterröhre R_3 dar. Die empfangene Schwingung beeinflußt das Gitter G_1 der ersten Röhre, erzeugt eine verstärkte Spannung an der Hochfrequenzdrossel H_1 des Anodenkreises der ersten Röhre. Diese Spannung gelangt über dem Blockkondensator C_1 zum Gitter G_2 der zweiten Röhre, in ähnlicher Weise nochmals verstärkt zum Gitter G_3 der dritten Röhre, in deren Anodenkreis ein Telephon T die Niederfrequenzschwankung der Hochfrequenzamplituden wiedergibt.

Die Theorie dieser Verstärkerschaltung befindet sich in Herrn Barkhausens „Elektronenröhren" (vgl. S. 112 der zweiten Auflage). Danach ist die Verstärkung der Spannung, d. h. das Verhältnis der Gitterspannung zur Anodenspannung

$$v = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a}},$$

wo D der Durchgriff der Röhre, R_i ihr innerer Widerstand und R_a der äußere Widerstand des Anodenkreises ist.

Hieraus folgt, daß bei konstantem inneren Widerstand und konstantem Durchgriff, d. h. bei gegebener Röhre, mit abnehmendem äußeren Widerstand die Verstärkung abnimmt; und zwar für schnelle Schwingungen sehr plötzlich. Die Eigenkapazitäten der Zuleitungen und der Drossel sowie die Kapazität Gitter-Anode der folgenden Röhre bewirken, daß schon für Wellenlängen von 1000 m und darunter $R_a < R_i$ wird, als $v < \frac{1}{2D}$.

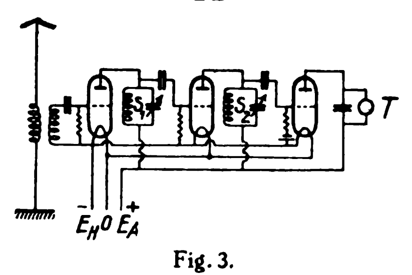


Fig. 3.

Auch Verwendung einer Schaltung nach Fig. 3, die aus Fig. 2 dadurch entsteht, daß die Hochfrequenzspulen H_1, H_2

durch Schwingungskreise S_1 und S_2 ersetzt werden, führt auf ähnliche Schwierigkeiten. Da zur Erzielung einer guten Verstärkung der äußere Widerstand groß sein muß, wird das Dekrement des Schwingungskreises klein gemacht. Die Schwierigkeiten steigern sich wieder bei Kaskadenschaltung mehrerer derartiger Hochfrequenzverstärker mit je einer spitzen Resonanzkurve. Zur Umgehung der Schwierigkeiten wurde die Induktivität L des Kreises möglichst groß genommen, d. h. die Kapazität wurde so klein wie möglich gemacht, indem ohne jegliche Zusatzkapazität nur die unvermeidlichen Kapazitäten allein auftraten. Aus der Eigenwelle des Kreises (Länge etwa 400 m) ergab sich damit der größtmögliche Wert für L.

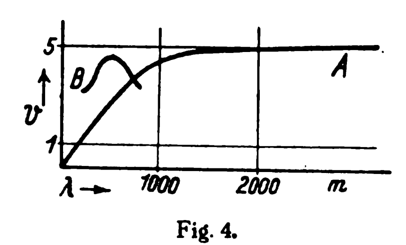


Fig. 4.

Insbesondere bei kleinen Wellenlängen erfordern die Messungen große Sorgfalt, namentlich um zu verhindern, daß durch unbeachtete Ursachen wie geringfügige Verlagerung eines Drahtes die Kapazität merklich verändert wurde und so Störungen auftraten.

Fig. 4 zeigt ein Ergebnis der Messungen: Kurve A die Abnahme der Verstärkung nach kurzen Wellenlängen zu, wenn man als Hochfrequenzdrossel (Fig. 2) einen reinen Ohmschen Widerstand nimmt.

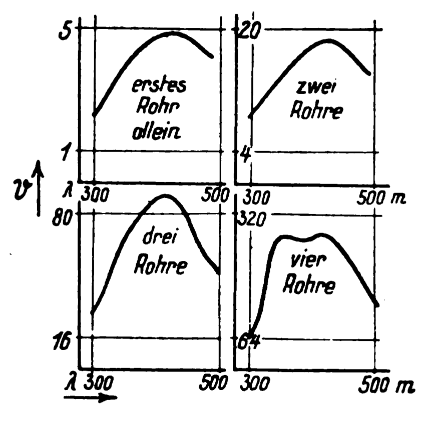


Fig 5.

Zum Vergleich wurde eine „Schwingdrossel" — eine Drossel, die einen Schwingungskreis mit sehr kleiner Kapazität ersetzt — eingeschaltet und die Messung für kurze Wellenlängen wiederholt: Kurve B in Fig. 4. Wie man sieht, ist unter 800 m Wellenlänge die Verstärkung besser als bei Ohmschem Widerstand; von 400 bis 600 m hat sie ein nicht zu scharfes Maximum. In dieser Gegend ist sie doppelt so groß, wie die Verstärkung nach Kurve A. Fig. 5 zeigt die Wirkungsweise der vier einzelnen Verstärkungsstufen eines Vierfachverstärkers mit stark gedämpfter Schwingdrossel. Dabei liefert jede Röhre etwa eine Vervierfachung der Spannung. Ordinate ist die oben eingeführte Verstärkung v. Die Amplituden der zweiten und folgenden Kurven wurden dementsprechend nur in einem Viertel des Maßstabes der vorangehenden Kurve gezeichnet.

Bei schwach gedämpften Schwingdrosseln bekommt man eine spitzere Verstärkungskurve: vergleiche z. B. die Verstärkung eines Vierfachverstärkers in Fig. 6.

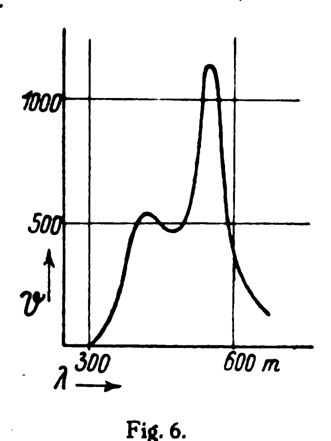


Fig. 6.

H. Cohn. Verstärker- und Empfangsplattenlampen ohne Gitter. (Vgl. Zeitschr. f. techn. Physik 5 [1924], 500—505.)

Frl. Cohn weist darauf hin, daß zwar Herr de Forest bereits 1906 neben den heute allgemein bekannten Elektronenlampen mit siebförmigem Gitter eine zweite Form angegeben hat, bei der der Glühdraht von zwei Platten eingeschlossen ist, von denen die eine zur Steuerung, die andere zur Stromaufnahme diente. Obgleich diese Röhren mehrfach untersucht worden sind — so durch die Herren v. Laue, Rüschardt, Seddig, Seemann und Wien —, war es bisher nicht gelungen, eine der Gitterlampe gleichwertige Plattenlampe (Plation) zu schaffen. Die ausgeführten Formen wiesen sowohl Nachteile elektrischer Art auf: großen Elektronenstrom zwischen Kathode und Steuerelektrode, als auch mechanischer Art: Schwierigkeiten im Aufbau, die Elektroden verbogen sich leicht. Die Leistung der normalen Gitterlampen war um ein Vielfaches überlegen.

Die Vortragende hat — im Laboratorium der E. F. Huth G. m. b. H. — vier Plattenröhren verschiedener Gestalt auf ihre Eigenschaften, insbesondere auf Durchgriff, Steilheit und Güte untersucht. Bei allen war eine ebene, rechteckige Anode vorhanden, der eine gerade Kathode parallel verlief. Die Steuerelektrode war in drei Fällen ein ebenes Gebilde: entweder ein Rechteck, ähnlich der Form, die Herr v. Laue seinen Berechnungen zugrunde gelegt hat (Fig. 1 zeigt schematisch den Querschnitt), oder sie besteht aus vier durch zum Glühdraht parallele Schlitze getrennte Rechtecke (Fig. 2)

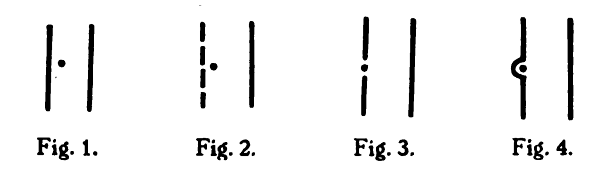


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

oder aus zwei den Glühdraht beiderseitig umgebenden Rechtecken (Fig. 3). Die vierte Form geht aus der letztgenannten dadurch hervor, daß die beiden Rechtecke der Steuerelektrode durch ein halbkreiszylindrisches Verbindungsstück zusammengefaßt werden, das auf der der Anode abgewandten Seite des Glühdrahts diesen einseitig umgibt. (Dellenform.) Die Delle verhindert, daß ein unerwünscht großer Teil der Elektronen zur Steuerelektrode fliegt, gleichzeitig ist die Steuerwirkung recht groß. (Fig. 4.)

Fig. 5 stellt eine Kennlinie jeder dieser Röhren dar, den Steuerplattenstrom als Funktion der Steuerplattenspannung. (Die Kurven sind mit 1 bis 4 bezeichnet, entsprechend den

Fig. 1 bis 4, die die betreffende Röhre darstellen.) Während bei den alten Plattenröhren der Steuerplattenstrom bereits bei — 1 Volt Steuerspannung einsetzt, beginnt er bei den andern drei Röhren erst bei + 3 Volt merklich zu fließen. Bemerkenswert sind der scharfe Anstieg und der vom Einsatzpunkt ab geradlinige Verlauf der Charakteristik.

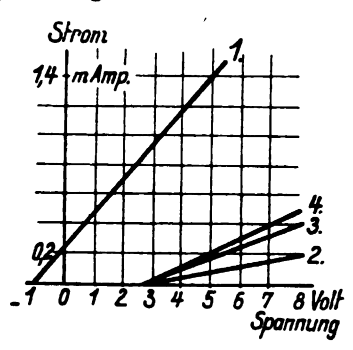


Fig. 5.

Auffallende und theoretisch noch nicht geklärte Erscheinungen treten auf, wenn bei konstanter Lage der Steuerelektrode zur Kathode der Abstand der Anode verändert wird. Durchgriff, Steilheit und Güte der Röhren sind nicht, wie man annehmen sollte, monotone Funktionen dieses Abstandes, sondern weisen ein Extremum auf. Fig. 6 zeigt dies Verhalten für die Güte (= Quotient aus Steilheit und Durchgriff) der Röhren 2 bis 4, die in allen drei Fällen ausgesprochene Maxima etwa bei 3 mm Abstand der Anode von der Kathode zeigt (Die Aussparungen in der Steuerelektrode betrug 1,5 mm.)

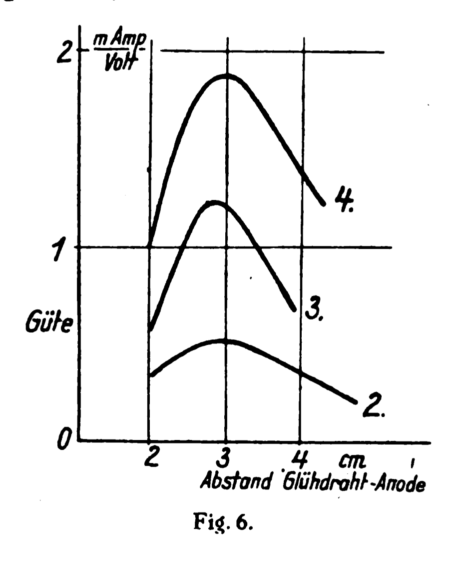


Fig. 6.

Man hat also bei allen diesen Röhren reiche Variationsmöglichkeiten. Die Röhren mit Delle haben die größte Güte und auch die günstigste Steilheit.

Bei geeigneter Gestalt und Dimensionierung sind die Plattenlampen also ein beachtenswertes Gegenstück zu den Gitterlampen. Daß der Steuerelektrodenstrom erst bei + 3 Volt einsetzt, kann bei Verstärkerröhren als Vorteil ausgenutzt werden; Audionröhren werden so gebaut, daß diese Spannung kleiner ausfällt.

An einer Ausführung in Dellenform wurde die Verwendbarkeit dieser Röhren an Stelle von Gitterröhren vorgeführt.

A. Katsch. Über Raumladungserscheinungen an Oxydkathoden-Lampen. (Vgl. Zeitschrift für technische Physik 5 [1924], S. 505 bis 511.)

Frl. Katsch weist auf die bekannte Formel hin, die den Emissionsstrom einer zylindrisch angeordneten Dreielektrodenlampe als Funktion der Steuerspannung darstellt, die insbesondere die Abhängigkeit des Stroms von der Länge des Glühdrahts und vom Durchmesser des Gitter- und des Anodenzylinders (direkt bzw. auf dem Umweg über den „Durchgriff") angibt, von der Dicke des Glühdrahts jedoch unabhängig ist. Damit die Vernachlässigung des Glühdrahtdurchmessers gegenüber den Zylinderradien zulässig ist, ist aber nicht nur notwendig, daß der Drahtdurchmesser selbst gegenüber dem Zylinderhalbmesser klein ist, sondern auch, daß der Durchmesser des Raumladungszylinders, der den Glühdraht umgibt, noch sehr klein ist. Daß diese Annahme keineswegs immer erfüllt ist, auch nicht, wenn der ersten Voraussetzung sehr wohl genügt ist, wurde durch Untersuchungen an Röhren gezeigt, bei denen der Glühdraht Elektronen aus verschiedenen Materialien emittierte. Es zeigte sich eine charakteristische Abhängigkeit des Verhaltens vom Material der Glühfäden; somit ist insbesondere von der Unabhängigkeit, wie sie sich aus der bisher meist angewandten Theorie ergibt, keine Rede. Zum Vergleich wurden von der Vortragenden im Laboratorium der E. F. Huth G. m. b. H. drei Röhren mit verschiedenem Kathodenmaterial untersucht; es wurde genommen:

1. Wolframdraht,
2. Wolframdraht mit starkem Thoriumüberzug,
3. Draht aus Platin, mit 10 % Iridium legiert, mit starkem Bariumoxydüberzug.

Von diesen Unterschieden abgesehen, wurden die drei Strahlröhren vollkommen gleich gebaut. Gleiche äußere Stärke des Kathodendrahtes ($^1/_{20}$ mm), die klein war gegenüber dem Durchmesser des Gitters (3 mm) und der zylindrischen Anode (7 mm). Länge des Anodenzylinders 14 mm, des Gitterzylinders 15,5 mm (10 Windungen aus Molybdändraht zu $^1/_4$ mm Durchmesser) und des Heizfadens 18 mm. Gleichmäßiges, hohes Vakuum bei allen drei Röhren (unter 10^{-6} mm Quecksilber).

Die Beobachtungen erstreckten sich in zwei Hauptrichtungen. Es wurde der Emissionsstrom der Kathode gemessen, während:

1. Das Gitter mit der Kathode verbunden war, also mit dieser gleiches Potential hatte,
2. das Gitter sehr gut gegenüber den anderen Elektroden isoliert war, also durch den Elektronenemissionsstrom aufgeladen wurde.

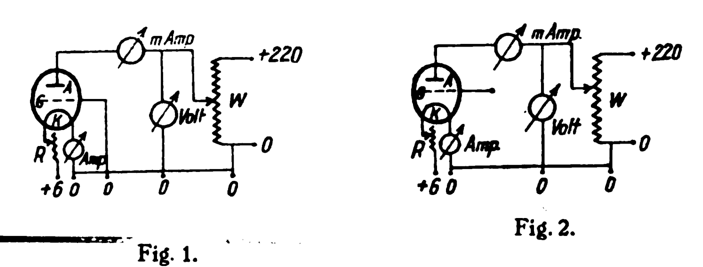


Fig. 1. Fig. 2.

Schematische Schaltskizzen dieser beiden Fälle zeigen Fig. 1 und 2, wobei *A* die Anode, *G* das Gitter, *K* die Kathode bedeuten, *R* einen Regulierwiderstand, *W* ein Potentiometer. Die Zahlen in den beiden Skizzen geben die Spannungen in Volt an, bezogen auf ein Ende des Glühdrahts.

Die Beobachtungen galten dem Vergleich des Anodenstromes in beiden Fällen und der Beeinflussung der Kennlinienlage, jedesmal in Abhängigkeit von den drei verschiedenen Kathodenmaterialien.

Qualitativ wurde festgestellt: Wird zunächst bei einer bestimmten Anodenspannung nach Schaltung Fig. 1 gearbeitet, bis sich ein stationärer Wert des Anodenstroms eingestellt hat und dann das Gitter geöffnet, also nach Schaltung Fig. 2 weiter gearbeitet, so stellt sich bei der Lampe mit Wolframkathode (1) ein geringerer Anodenstrom ein als vorher bei der Gitterspannung von 0 Volt bestand. Bei hochthorierten Wolframkathoden (2) ist der Anodenstrom in beiden Fällen fast gleich groß. Bei Bariumoxydkathoden (3) dagegen stellt sich bei freiliegendem Gitter überraschenderweise ein höherer Anodenstrom ein als bei zur Kathode abgeleitetem Gitter.

Es wurden qualitative Erklärungen der beobachteten Erscheinung gegeben, bei denen der Betrag der Austrittsarbeit für die Elektronen, der bei den obigen Materialien für Wolfram am größten und für Erdalkalioxyd am kleinsten ist, berücksichtigt wurde.

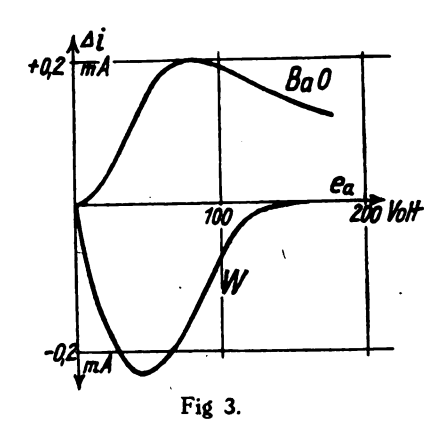


Fig 3.

Quantitativ wurde die Differenz Δi der Anodenströme in beiden Fällen, d. h. (Anodenstrom bei offenem Gitter) — (Anodenstrom bei abgeleitetem Gitter) bei Kathoden aus *BaO* und *W* gemessen. Fig. 3 zeigt diesen Wert als Funktion der Anodenspannung. Die Kurve verläuft entsprechend der obigen Bemerkung für *BaO* stets oberhalb, für *W* stets unterhalb der Abszisse und hat in beiden Fällen ein ausgesprochenes Extremum. Fig. 4 zeigt eine Schar weiterer Kurven dieser

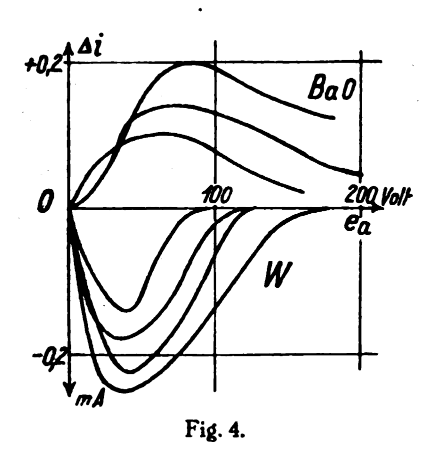


Fig. 4.

Art, die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen wurden. Die Vortragende wies ferner auf den Verlauf der dem geöffneten Gitter äquivalenten Gitterspannung hin.

Weitere Beobachtungen ergaben über den Kennlinienverlauf (Anoden- und Gitterstrom als Funktion der Gitterspannung), daß bei Bariumoxydkathode die Kennlinie zu größeren Spannungswerten verschoben ist. Fig. 5 stellt den Verlauf für gleiche Anodenspannung dar. Es treten dementsprechend sehr verschiedene Werte des Gitterstroms auf. Fig. 6 zeigt das Verhalten bei konstantem Gitterstrom. Die Anodenspannungen betrugen bei *W* und einmal bei *BaO* 50 Volt, bei *BaO* das andere Mal (Strom nahezu wie bei *W*) 81 Volt.

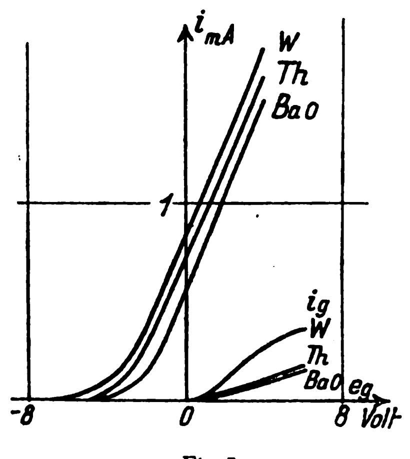


Fig. 5.

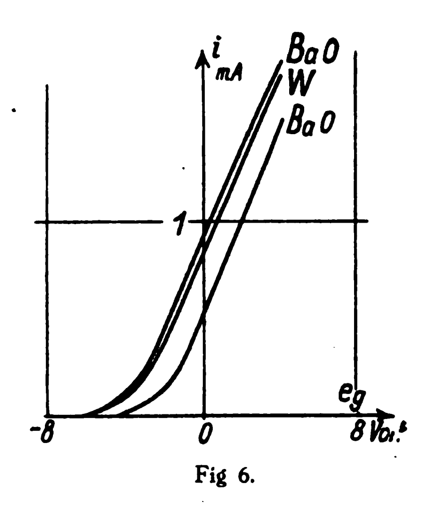


Fig 6.

Auch für diese Erscheinungen sowie für die Veränderlichkeit des (elektronenkinetisch gemessenen) Durchgriffs werden Erklärungen gegeben.

F. Rother. Entladungserscheinungen im Hochvakuum bei kleinen Elektrodenabständen.

Herr Rother gab, bevor er einige neue Beobachtungen über Elektrizitätsdurchgang bei sehr kleinen Elektrodenabständen mitteilte, zunächst einen kurzen Überblick über die Geschichte des Arbeitens mit kurzen Trennstrecken. In Europa hat nach den Ausführungen des Vortragenden zuerst — 1910 — Herr Hoffmann (Königsberg) bei sehr kleinen Elektrodenabständen Entladungs spannungen gemessen. Etwas später hat dann der Vortragende über den ersten Versuch, die Stärke des dabei auftretenden Stromes zu bestimmen, etwas mitgeteilt. Der Hauptteil der Veröffentlichung folgte 1913 und 1914. Bei sehr kleinen Elektrodenabständen, d. h. solchen von der Größenordnung einer Wellenlänge des sichtbaren Lichts, in Luft oder mäßigem Vakuum ging bei verhältnismäßig geringen Spannungen von mehreren Volt ein Strom von etwa 10^{-10} Amp. über. Eine gewisse Proportionalität zwischen Strom und Spannung, also Gültigkeit einer Art Ohmschen Gesetzes, führte auf die Vermutung, daß Entladungserscheinungen durch Elektronen-

austritt nicht die Ursache der Erscheinung sein könnten. Man wollte sie vielmehr auf „Brückenbildung" zwischen den Elektroden zurückführen. 1921 erschien eine eingehende Arbeit von Herrn Hoffmann (Zs. f. Phys. **4**, 363—382) über diese Frage, nach der reine Elektronenentladung der Metalle in kaltem Zustand den Effekt erklärt. Auf dem Naturforschertag in Leipzig (1922) referierte der Vortragende über neuere, mit allen Hilfsmitteln der Hochvakuumtechnik ausgeführte Versuche. Er konnte die Ergebnisse, die Herr Hoffmann erhalten hatte, auch unter den bei ihm vorliegenden Bedingungen bestätigen. Mit zunehmender Spannung wuchs der Strom um ein Mehrfaches.

Herr Hoffmann hatte ferner Elektroden verschiedenen Metalls einander gegenüber gestellt. Es zeigte sich dabei, daß der Stromübergang von der negativen Elektrode außerordentlich viel stärker war als vom positiv geladenen Pol. Hieran knüpfen die neuen Arbeiten, über die Herr Rother in Innsbruck berichtet hat. Er bestimmt den Stromübergang zwischen den Elektroden durch ein hochempfindliches Galvanometer. Nachdem der Elektrodenabstand auf $^1/_2$ Wellenlänge gebracht war und ihre Spannung 300 Volt erreicht hatte, zeigte das — stark aperiodische — Galvanometer wohl einen seiner Schwingungsdauer entsprechenden Ausschlag, kam jedoch nicht zur Ruhe. Nach ein bis zwei Sekunden zeigte sich ein neuer Ausschlag, weitere folgten, teils nach der einen, teils nach der anderen Seite. Diese Pendelungen folgten jedoch nicht um die alte Null-, sondern um eine neue Gleichgewichtslage. Der Vorgang konnte mehrere Stunden aufrecht erhalten werden. Es scheint, als ob Metallteile aus einer Elektrode heraus- und auf die andre hinbefördert wurden. Der Vortragende weist auf die Bedeutung hin, die diese Erscheinung zur Erklärung des Kohärereffektes haben kann, mögen die „Kontakte" sich da nun berühren oder mag das Metall in sehr geringem Abstand in Luft oder Vakuum einander gegenüber liegen. Die Messungen sowie mikroskopische Untersuchung der Elektrodenflächen, die Metallerosionen und -auftragungen erkennen ließen, führen zu der Annahme, daß eine Brückenbildung nicht vorliegt. Der Vortragende hält es für möglich, daß auch beim Kohärer ebensowenig eine Brückenbildung zu seinem Verständnis anzunehmen ist.

Die lebhafte Diskussion, die dem Vortrag folgte und sich mit ihrem inoffiziellen Teil tief in die anschließende Pause erstreckte, zeigte das große Interesse an dem Gegenstand des Vortrages, zeigte aber ferner, daß noch weitere nicht minder schwierige und sorgfältige Untersuchungen nötig sind, bevor man die experimentellen Grundlagen zur Erklärung der Kohärerwirkung besitzt. Aber auch bei der von Frau Glagolewa-Arkadiewa untersuchten Erzeugungsweise elektromagnetischer Schwingungen durch Funkenentladungen in Metallspänen (Zs. f. Phys. **24**, 153, dies Jahrbuch **24**, 19) dürfte mit dem Auftreten der hier betrachteten Erscheinungen unter Umständen zu rechnen sein.

Hartpapier- oder Porzellanisolatoren?

Von **A. Hamm.**

In den letzten Jahren haben in allen Anlagen, die mit Hochspannung zu tun haben, die künstlichen Isoliermaterialien große Verbreitung gewonnen. Während noch vor einem Jahrzehnt der Porzellanisolator unbestritten das Feld beherrschte, ist ihm in der Zwischenzeit diese Herrschaft mehr und mehr streitig gemacht worden. Ursprünglich nur für solche Fälle gedacht, wo man einen gut isolierenden Stoff in Platten- oder Stangenform gebrauchte, haben sich diese Materialien allmählich auch an die Stelle der gewöhnlichen Durchführungs-, Stütz- und anderen Isolatoren gesetzt, und heute überlegt man sich kaum noch, welche Type man wählen soll, sondern greift fast allzu leicht zum Papierisolator. Auch in den Großstationen, die vielfach hohen Spannungen unterworfene Stütz- und Durchführungsisolatoren gebrauchen, fangen sie an einzudringen. Der große Vorteil der Hartpapierisolatoren ist die bequeme Herstellbarkeit, sie können genau auf Maß gearbeitet und abgedreht werden, der beim Porzellanisolator oft arg störende Schwund fällt bei ihnen weg, und ein weiterer, zwar sekundärer, aber oft auch recht wichtiger Vorzug, die Lieferzeit für große Stücke ist meist erheblich kürzer als für Porzellanisolatoren. Manche schwierigen Stücke lassen sich in Porzellan überhaupt nicht herstellen, wie z. B. lange Rohre mit gleichförmiger Wandstärke. Ein Vorteil wirtschaftlicher Art ist ihre Sicherheit gegen Bruch, der bei dem Porzellan eine oft recht bedeutende Rolle spielt. In elektrischer Beziehung sind sie sehr angenehm durch die hohe Dielektrizitätskonstante des Materials, die geringe Wandstärken anzuwenden erlaubt. All diese Umstände, verbunden mit einer gewissen Bequemlichkeit bei den projektierenden Ingenieuren, haben diesen Isolatoren in den letzten Jahren eine Verbreitung gesichert, die nicht ganz ohne Bedenken ist. Die Frage, wann Porzellan, wann Hartpapier das gegebene Material ist, dürfte daher wohl einer Untersuchung wert sein.

Die Schwäche der Hartpapierisolatoren liegt einmal in der nur ungenügenden Kontrolle der Herstellung, weiterhin in der Empfindlichkeit des Materials gegen Feuchtigkeit und Feuer. Im Freien sind sie überhaupt nicht zu verwenden, und im Feuer, das dem Porzellanisolator gar nichts tut, verbrennen sie restlos zu Asche. Auch die Herstellung ist noch mit Unsicherheitsfaktoren behaftet. Sie geschieht derartig, daß ein Papierband über einen Dorn straff aufgewickelt und in der Hitze und im Vakuum mit künstlichen Harzen (Bakeliten) getränkt wird. Der Fehler, der am meisten dabei zu fürchten ist, sind Luftbläschen. Sie würden zur Folge haben, daß die eingeschlossene Luft unter der Einwirkung des starken elektrischen Feldes anfinge zu glimmen, dabei entsteht Salpetersäure, die die umgebende Papiermasse zerstört; dadurch wird ein zunächst kleiner, leitender Weg geschaffen, der einem Leitungsstrome den Durchtritt gestattet. Dieser verkohlt dann seine Bahn noch mehr und schafft sich so nach und nach einen ganz bequemen Weg. Das Ende ist dann der Brand des Isolators.

Auch der Porzellanisolator ist von solchen Fehlern nicht frei. Es gibt genügend poröses Porzellan, und selbst bei Porzellanfabriken von Weltruf finden sich bei einer Prüfung von Hochspannungsisolatoren immer wieder einzelne Stücke der Art, ein Beweis, wieviel Bedeutung die Geschicklichkeit



und Zuverlässigkeit des Drehers auch heute noch hat. Aber beim Porzellan gibt es eine recht zuverlässige Methode, solche Stücke auszuscheiden, das ist die vorgeschriebene scharfe Prüfung, und zwar die kombinierte mechanische und elektrische Prüfung, letztere in Gestalt der Wechselstromspannungs- und Gleichstromstoßprüfung. Die Stücke, die diese schärfste aller Prüfungen bestanden haben, kann man ruhig einbauen, die Gefahr, daß noch räudige Schafe darunter sind, ist äußerst gering. Eine solche Prüfung ist beim Papierisolator nicht möglich. Eine Spannungsprüfung bis zum Überschlag kann man nicht ausführen, weil ein stehenbleibender Lichtbogen den Isolator verbrennen würde, zudem schwächt die starke Beanspruchung durch das elektrische Feld das



Fig. 1.

Material, wie vom Kabel bekannt ist; eine Spannung, die eine Sekunde lang glatt ertragen wird, führt in 5 Sekunden zum Durchbruche. Ob die alleinige Anwendung der Gleichstromstoßprüfung, bei der ein stehenbleibender Lichtbogen nicht zu befürchten ist, ausreichende Sicherheit gibt, läßt sich ohne weiteres nicht entscheiden[1]).

Wie berechtigt diese Bedenken sind, zeigen die beiden beigefügten Aufnahmen, die einen Unfall darstellen, der kürzlich in einem deutschen Kraftwerke passierte. Der Hergang, der sich bei der Untersuchung ergab, war der folgende: Ein ölgefüllter Überspannungsschutzapparat enthielt 6 Durchführungsisolatoren aus Hartpapier, von denen offenbar immer mehrere von einer gleichzeitig gewickelten Walze geschnitten worden waren. Eine dieser Walzen muß nun fehlerhaft gewesen sein, es fand der oben geschilderte Vorgang statt, der zu dauerndem Fließen von Kriechströmen führte. Der Isolator der Abb. 1 zeigt deutlich die blitzartig verzweigten Spuren dieser Kriechströme. Nachdem diese genügende Stärke erlangt hatten, führten sie zur Lichtbogenbildung, die ihrerseits eine kräftige Verdampfung von Öl zur Folge hatte. Das gebildete Ölgas drang aus dem Apparat in das Schalthaus ein und füllte es schnell ganz aus. Als dann aus irgendwelcher Ursache ein Funke entstand, entzündete sich das Ölgas und demolierte das Schalthaus zum großen Teile. Bei dem ausbrechenden Feuer verbrannten mehr als die Hälfte sämtlicher in dem Schalthause vorhandenen Durchführungs-

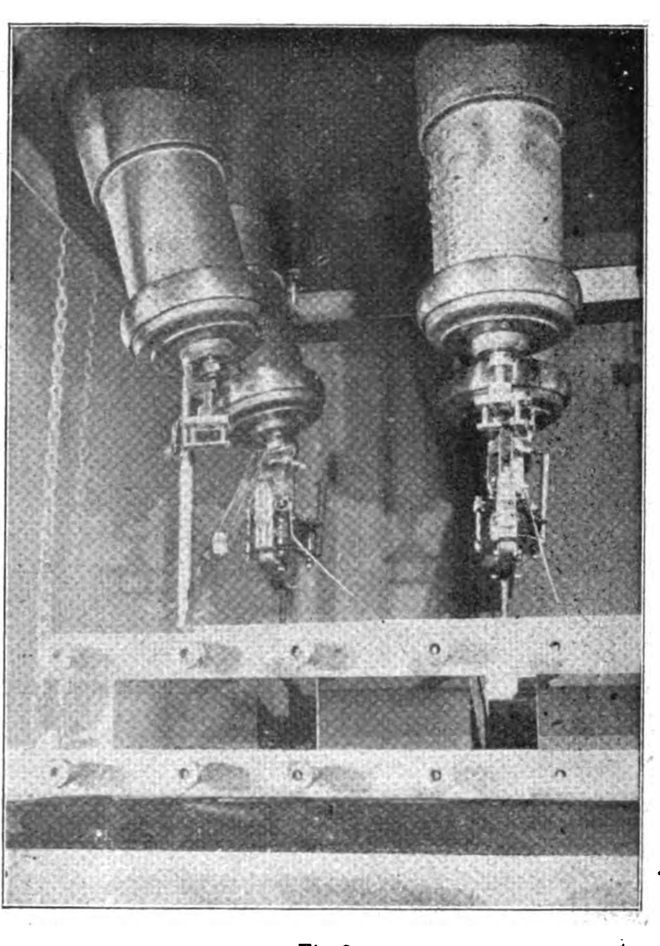
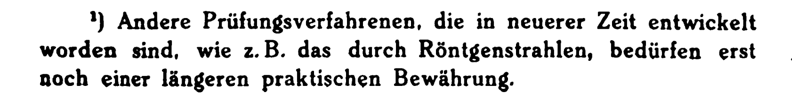


Fig. 2.

und Stützisolatoren, die allesamt aus Hartpapier waren[2]). Da das Werk eine so große Reserve nicht hielt, entstand bis zur Beschaffung von Ersatzisolatoren eine längere Betriebsstörung.

Man kann mit großer Wahrscheinlichkeit sagen, daß ein ähnlicher Vorfall bei einem Porzellanisolator ausgeschlossen gewesen wäre. Wenn dieser Fehler gehabt hätte, wäre er wahrscheinlich glatt durchschlagen worden, und das hätte zu einer so erheblichen Störung geführt, daß die automatischen Schalter angesprochen hätten. Damit wäre weiteres Unheil verhütet worden. Das langsame Glimmen und Verbrennen der Papierisolatoren, sonst unter Umständen ein Vorteil, wurde hier verhängnisvoll.



[1]) Andere Prüfungsverfahrenen, die in neuerer Zeit entwickelt worden sind, wie z. B. das durch Röntgenstrahlen, bedürfen erst noch einer längeren praktischen Bewährung.

[2]) Fig. 2 zeigt das Aussehen dieser Isolatoren nach dem Ablöschen des Feuers. Sie müssen natürlich sämtlich ersetzt werden.

Man muß daraus die Schlußfolgerung ziehen, daß bei ölgefüllten Apparaten Hartpapierisolatoren überhaupt nicht verwendet werden sollten. Es dürfte sich aber überhaupt empfehlen, von ihrer Verwendung dort abzusehen, wo sie nicht unbedingt notwendig sind. Das ist überall da der Fall, wo die Spannung und die Maschinenleistung gewisse Werte nicht überschreiten. Bis zu 80 000, ja sogar 110 000 Volt kann man noch recht gut Porzellanisolatoren herstellen, unter normalen Verhältnisen, d. h. bei nicht übergroßen Leistungen, sollte man daher hier beim Porzellan bleiben. Etwas anderes ist es bei Großkraftwerken, d. h. in Fällen, in denen die Maschinenleistung mehrere zehntausende oder wohl gar über 100 000 kW beträgt. Bei einem Kurzschlusse, der die Folge des Durchschlagens eines Isolators sein kann, gleichen sich dann so ungeheure Energiemengen aus, daß ein Porzellanisolator auseinander fliegt wie eine explodierende Granate und nicht nur die Anlage verwüstet, sondern auch das Bedienungspersonal aufs äußerste gefährden kann. Der Papierisolator explodiert nicht, sondern er verbrennt in Luft, nicht unter Öl, eine verhältnismäßig harmlose Störung. Für solche Werke ist daher der Hartpapierisolator unbedingt am Platze. Für unsere Großstationen, in denen es sich aber doch, gemessen an diesen Zahlen, immer um recht bescheidene Maschinenleistungen handelt, sollte man ruhig beim altbewährten Porzellanisolator bleiben.

Ein Differentialkondensator für Feineinstellzwecke.

Von **G. Zickner.**

Schon im Kriege verwendete man bei den Goniometern mit rechtwinklig gekreuzten Antennen eine gewisse Type von Differentialkondensatoren. Diese bestanden aus zwei festen und einem drehbaren Plattensystem, welches so angeordnet war, daß bei der Drehung die Kapazität gegen das eine feste System vergrößert, während gleichzeitig die gegen das andere verkleinert wurde. Jede dieser beiden Kapazitäten lag in einem der Empfangskreise des Goniometers. Geringe Unterschiede in der Abstimmung beider Kreise ließen sich daher durch entsprechende Einstellung des Kondensators beseitigen.

Verbindet man die beiden festen Systeme des Kondensators leitend miteinander, so läßt sich das auseinandergesetzte Prinzip dadurch zur Konstruktion eines Drehkondensators mit sehr kleiner Kapazitätsänderung verwenden, daß man dem einen der beiden festen Systeme etwas andere Dimensionen gibt als dem anderen. Bei der Drehung des beweglichen Systems um einen bestimmten Winkel werde z. B. die Kapazität gegen das eine der festen Systeme um den Betrag C verringert, während die Kapazität gegen das andere um $C + \Delta C$ vergrößert wird. Da die beiden festen Systeme verbunden sind, so ist die resultierende Kapazitätsänderung gleich ΔC. Diese Größe hängt von dem Unterschiede in der Form der beiden festen Systeme ab und kann daher beliebig klein gemacht werden, d. h. es läßt sich auf diese Weise ein Feinstellkondensator herstellen, ohne daß man zur Erzielung der hierfür notwendigen kleinen Kapazitäten bzw. Kapazitätsdifferenzen zu sehr kleinen Plattendimensionen oder sehr großen Plattenabständen übergehen müßte, beides Maßnahmen, die bekanntlich nicht nur mit Rücksicht auf praktische Verhältnisse, sondern auch mit Rücksicht auf die Möglichkeit der Berechnung derartiger Kondensatoren unbequem sind.

Die Konstruktion stellt eine Übertragung des in der Mechanik häufig verwandten Differentialprinzips (Differentialwellrad, Differentialflaschenzug) auf spezielle elektrische Verhältnisse dar. Eine Ausführungsform sei im folgenden kurz beschrieben:

Das bewegliche System besteht aus einer halbkreisförmigen Platte vom Radius R, die beiden festen Systeme aus je zwei etwas größeren (unter sich gleichen) halbkreisförmigen Platten, die mit den geradlinigen Kanten aneinander liegen. Die Plattenabstände bei beiden festen Systemen sind verschieden. Praktisch stellt man zweckmäßig zwei kreisförmige Metallplatten einander gegenüber, von denen je eine Hälfte in ihrer Stärke um den Betrag Δd von der anderen Hälfte verschieden ist (vgl. Fig. 1). Die einander zugekehrten Plattenseiten haben also je eine diametral verlaufende Stufe von der Höhe Δd[1]; je zwei gleich starke Plattenhälften stehen einander gegenüber und werden durch metallene Zwischenstücke in ihrer Lage festgehalten. In dem Raume zwischen den beiden Platten ist die bewegliche Platte angeordnet, ihre Achse ist in den festen Platten isoliert gelagert[2]. Für die beiden Endstellungen des Kondensators (bewegliche Platte ganz in das System mit weiterem bzw. engerem Abstand hineingedreht) gilt unter Vernachlässigung der Randwirkung, wenn d bzw. $d + \Delta d$ die

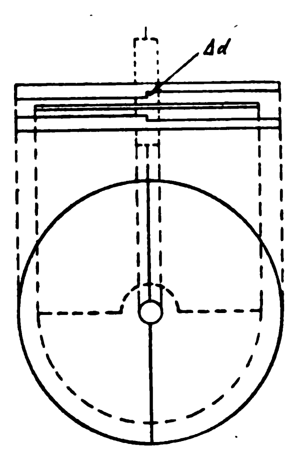


Fig. 1.

---

[1] Sofern Meßzwecke nicht verfolgt werden, wird es genügen, zwei kreisförmige Bleche zu verwenden, von denen wenigstens eins eine (halbkreis- oder halbringförmige) Reliefpressung von der Höhe Δd besitzt.

[2] Siehe Fig. 2.

Abstände der festen Platten von der beweglichen bedeuten:

$$C = \frac{R^2}{4(d + \Delta d)} \qquad C + \Delta C = \frac{R^2}{4d}$$

also

$$\Delta C = \frac{R^2}{4d} \cdot \left[\frac{\Delta d}{d} - \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^3 - \ldots .\right]$$

Unter Weglassung der Glieder höherer Ordnung erhält man daher für kleines $\frac{\Delta d}{d}$

$$\Delta C = \left(\frac{R}{2d}\right)^2 \cdot \Delta d$$

Der variable Kapazitätsbetrag ΔC kann hiernach beliebig klein gemacht werden, wenn man nur die Stufenhöhe Δd hinreichend klein wählt.

Der Vorzug der Differentialkonstruktion gegenüber der bisher üblichen Bauart (drei halbkreisförmige Platten, eine davon beweglich) tritt um so mehr in die Erscheinung, je kleiner der zu bestreichende Kapazitätsbereich ΔC ist. Ist beispielsweise ein Kondensator von einem variablen Kapazitätsbetrag $\Delta C = 1$ cm zu konstruieren, so gelingt dies nach dem obigen Konstruktionsprinzip durch folgende Dimensionierung:

$$R = 2 \text{ cm}, \qquad d = 1 \text{ mm}, \qquad \Delta d = 0{,}1 \text{ mm}.$$

Nach der bisher üblichen Bauart würde der Plattenabstand bei gleichem Radius (und Berücksichtigung der Randstreuung) 18 mm betragen müssen, eine praktisch natürlich unmögliche Konstruktion, da dieser Kondensator fast völlig unabgeschützt wäre. Durch das Bestreben, die Dimensionen zu verkleinern, wird man nach Einführung einer Abschirmungshülle zwangläufig auf die Differentialkonstruktion geführt. Bei dieser machen die Vollkreisform der festen Platten sowie die verwendbaren geringen Abstände wiederum ein besonderes Abschützungsgehäuse entbehrlich.

Bei einem Versuchsmodell, für welches allerdings die genannten Vorzüge bezüglich der Dimensionen gegenüber der älteren Konstruktion noch nicht in Betracht kommen, war $R = 8$ cm, $d = 0{,}07$ cm, $\Delta = 0{,}025$ cm.

Hieraus berechnet sich

$$\Delta C = 8{,}3 \text{ cm}.$$

Gemessen wurde eine Anfangskapazität $C = 36{,}2\,\mu\mu F = 32{,}6$ cm, eine Endkapazität $C + \Delta C = \mu\mu F\ 44{,}9 = 40{,}4$ cm, also

$$\Delta C = 7{,}8 \text{ cm}.$$

Der Unterschied liegt innerhalb der zu erwartenden Fehler.

Ein Querschnitt durch den Apparat ist in Fig. 2 dargestellt[3]).

[3]) Isoliermaterial im Schnitt ist in Fig. 2 schraffiert gezeichnet.

Die Abhängigkeit der Kapazität von der Einstellung des Kondensators ist nahezu linear, wie die in Fig. 3 dargestellte Eichkurve des Kondensators zeigt.

Die Zuführung zum beweglichen System geschieht durch die Lagerschraube im unteren Lager, auf deren Spitze die Achse läuft. Ein Flansch auf der Achse, der sich von innen her gegen das obere Lager legt, verhindert nach Anziehen der Lagerschraube eine Verschiebung des beweglichen Systems in achsialer Richtung. Ein zylindrischer Metallmantel, der mit den festen Systemen verbunden ist und auch die Anschlußklemmen trägt, schützt den Kondensator gegen Staub und vervollständigt gleichzeitig dessen elektrostatische Abschirmung.

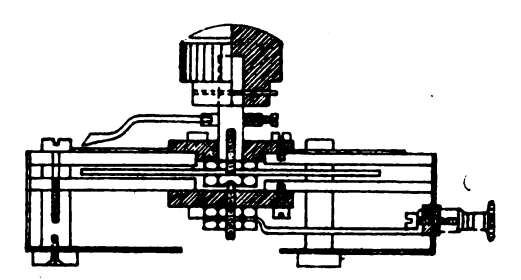


Fig. 2.

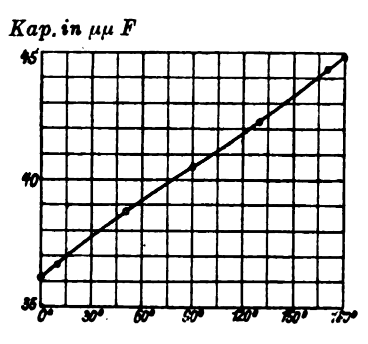


Fig. 3.

Der Apparat erweist sich für viele Zwecke als brauchbar, z. B. für Präzisionsmessungen kurzer Wellenlängen, sowie zur genauen Abstimmung von Schwingungskreisen, etwa bei Empfängern von hoher Selektivität. Er eignet sich ferner für die genaue Messung sehr kleiner Kapazitäten (oder Kapazitätsänderungen) mit Hilfe von Brückenschaltungen, z. B. zur Messung von Röhrenkapazitäten. Für Präzisionsmeßzwecke wäre es vorteilhaft, die festen Systeme von der Hülle des Kondensators zu isolieren und statt dessen das drehbare System mit der Hülle zu verbinden. Dann stellt die herausragende Achse keinen unabgeschützten Teil dar, und die in bezug auf Konstanz stets ungünstige Lagerung in Isoliermaterial wird vermieden. Durch sparsame Verwendung verlustfreien Isoliermaterials (Quarzglas) läßt sich auch die dielektrische Ableitung des Kondensators sehr weitgehend reduzieren.

Wieviel drahtlose Gespräche sind gleichzeitig möglich?

Von **E. Bräuer.**

Wenn man den Nachrichtenverkehr durch den Äther in seiner heutigen Gestalt vergleicht mit dem Nachrichtenverkehr über Leitungen, zeigt sich der wesentliche Unterschied, daß im Drahtverkehr eine weitaus größere Freiheit und Beweglichkeit der Teilnehmer vorhanden ist. Bekanntlich spricht jeder sein Ferngespräch selbst. Bei drahtloser Übermittlung muß er die Vermittlung eines Amtes in Anspruch nehmen. Anderseits empfängt er den behördlich organisierten „Rundfunk" völlig passiv: der Grund für diesen Unterschied ist, daß gleichzeitig nur eine sehr beschränkte Anzahl von Gesprächen telegraphischer oder telephonischer Art durch den Äther möglich ist. Wenn wir voraussetzen, daß sich Wellen, deren Länge um 5% verschieden sind, noch sauber trennen lassen (was ungefähr eine Dämpfung des Empfangsystems von $^1/_{20}$ entspricht), so sind insgesamt zwischen 30 000 und 3 000 000 Schwingungen nur 100 Gesprächswellen verfügbar. Das ist eine sehr geringe Zahl und eine sehr enge Grenze der Anwendbarkeit der drahtlosen Übermittlung. Man denke doch daran, daß die Zahl der Fernsprechanschlüsse einer Großstadt in die 100 000 geht und die Zahl der gleichzeitig auf ihrem Leitungsnetz geführten Telephongespräche in die Tausende.

Deshalb hat man, fast schon solange wie es überhaupt drahtlose Übermittlungen gibt, Wege gesucht, die Zahl der gleichzeitigen Gespräche zu erhöhen. Wir wollen im folgenden kurz die verschiedenen Methoden, die hierzu vorgeschlagen sind, kritisch behandeln.

Der einfachste Weg scheint der einer schärferen Abstimmung zu sein. Wenn man den Abstand der verfügbaren Gesprächswellen kleiner als 5% machen könnte, so würde entsprechend ihre Zahl wachsen. Dem stehen aber Schwierigkeiten im Wege, welche jedenfalls verhindern, daß die Gesprächszahl erheblich auf diesem Wege vergrößert wird. Zunächst ist es nicht leicht, die gesendete Welle in ihrer Länge genügend konstant zu machen, wenn auch der Verfasser festgestellt hat, daß man selbst bei der unter recht ungünstigen Verhältnissen erfolgenden Sendung vom Flugzeuge aus eine Konstanz von $^1/_{10}$% bei entsprechender Sorgfalt vor allem hinsichtlich kapizitiver Störungen zu erreichen vermag. Größer ist die Schwierigkeit des Anrufes bei so extrem-scharfer Abstimmung. Und schließlich gibt es eine ganz unübersteigliche theoretische Grenze bei einem so geringen Betrage der Dämpfung, daß sich die Amplitudenschwankungen der Telephonie verwischen. Bei einer Frequenz von 30 000 und einer Dämpfung von $^1/_{30}$ würde bereits das zweigestrichene c, also ein für die Sprache noch wichtiger Ton, merklich beeinträchtigt werden. Auch das Verfahren der Überlagerung, welches ja eine außerordentlich scharfe Aussiebung von Wellen gestattet, überschreitet diese Grenze nicht, und hat somit keinen Erfolg hinsichtlich vergrößerter Gesprächszahlen.

Anders steht es mit den Verfahren, welche nicht auf der Empfangsstation, sondern auf der Sendestation angewandt, die gesandte Welle in irgendeiner Weise charakteristisch verändern. Da wir es prinzipiell bei dem drahtlosen Verkehr, sowohl bei Sendung wie beim Empfang, mit Schwingungen und abgestimmten Systemen zu tun haben, kann diese Beinflussung nur bestehen in einer stetigen Veränderung der Schwingungsamplitude, welche sich als neue sinusförmige Variation überlagert. Die Mehrfach-Wellensendung besteht darin, daß Wellenzüge die Sende-Antenne verlassen, deren Amplitude in festgelegter Frequenz zwischen 0 und einem Höchstwert schwankt. Wenn eine solche Welle zur Übermittlung von Telegraphenzeichen dient, ist der Höchstwert entweder ein konstanter (während der Zeichendauer) oder 0 (während der Zeichenpause). Bei der Telephonie-Sendung ist der Höchstwert bestimmt dadurch, daß er die Kurve der Sprachenschwingung abbildet. Wie man sieht, muß in diesem Falle die Variationsfrequenz (Zwischenfrequenz) oberhalb der Grenze der hörbaren Töne oder wenigstens nahe dieser Grenze liegen, damit sie nicht als störender Ton sich der Sprache überlagert. Daß sich technisch, besonders hinsichtlich der Störungen, besondere Schwierigkeiten bei der Doppelwellen-Telegraphie ergeben, soll hier nicht näher besprochen werden, auch nicht die Mittel, durch die es in letzter Zeit geglückt ist, dieser Schwierigkeiten in genau demselben Maße Herr zu werden wie bei der Einfachwellen-Telegraphie.

Wir werfen hier nur die Frage auf: Ist es möglich, dieses Verfahren, welches ja offenbar durch den Betrag der Variationsfrequenz eine Erhöhung der Gesprächszahl bringt, nicht nur einmal, sondern mehrfach anzuwenden, d. h. also: kann man etwa die Höchstamplitüden nochmals zwischen 0 und ihrem Höchstwerte in bestimmter Frequenz, die also eine zweite Zwischenfrequenz wäre, schwanken lassen usw.?

Das für diese Möglichkeit bestimmende Moment ist wieder wie oben die Möglichkeit einer Verwischung auf der Empfangsstation. Wenn die Empfangskreise zu wenig gedämpft sind, schwingen sie einfach durch und passen sich den Schwankungen der Zwischenfrequenz nicht mehr an. Das An- und Abschwellen der Amplitüden im Rhythmus der Zwischen-Frequenz darf nicht rascher erfolgen als das Ausschwingen dieser Kreise nach einmaligem Anstoß, das durch ihre Dämpfung bestimmt wird. Man sieht sofort, daß darin ein Kompromiß liegt, da das Abklingen einer Schwingung logarithmisch erfolgt, also sich dem Sinus gar nicht genau anpassen kann. Stets wird der Empfangskreis auch an den Stellen noch ein wenig schwingen, wo die empfangene Welle tatsächlich ihre Null-Stellen hat. Immerhin darf man sich mit der Annäherung begnügen, daß die Zahl der Schwingungen zwischen 0 und 0 gleich der reziproken Dämpfung der Kreise gesetzt wird. Setzt man die Dämpfung gleich $^1/_{20}$ an, was unserer obigen Annahme der Trennbarkeit um 5% verschiedener Wellenlängen etwa entspricht, ergibt sich folgendes Bild: Wir nehmen an, daß Hochfrequenz bis zu 6 000 000 Schwingungen verfügbar sei. Der zwanzigste Teil von 6 000 0000 Schwingungen, also 300 000 Schwingungen, wäre demnach als obere Grenze der Zwischenfrequenz anzusehen. Wenn wir ihre untere Grenze mit 3000 normieren, also einem sehr hohen, schon kaum mehr störenden Tone entsprechend, haben wir 100 Zwischenfrequenzen verfügbar. Wir sehen sofort, daß das Einschalten einer zweiten Zwischenfrequenz oberhalb des hörbaren Bereiches nicht mehr möglich ist, wohl aber im hörbaren Bereiche. Für Telephonie-Sendung sind wir also an die Doppelwellen-Sendung gebunden und haben, wie eine einfache Rechnung ergibt, durch Kombination von Hoch- und

Zwischenfrequenz bei einer Dämpfung von 1/20 5000 gleichzeitig mögliche Gespräche zur Verfügung.

Für die Telegraphie liegen die Verhältnisse sehr viel günstiger. Setzt man ihre Zeichen-Frequenz kleiner als 30 pro Sekunde an (des einfachen Vergleiches wegen; andere Werte geben entsprechend veränderte Zahlen), so hat man zwischen 30 und 3000 nochmals 100 Frequenzen im Abstande von 5%, die sich unter Berücksichtigung der Verwischung der Zwischenfrequenz als ein Faktor 66 zur Gesprächszahl hinzufügen. Wir können also über 300 000 Telegraphen-Gepräche gleichzeitig führen!! Das ist sehr viel. Es wäre aber erheblich schöner, wenn wir lieber weniger Telegraphier- und mehr Telephonier-Möglichkeiten hätten.

Vom Verfasser ist aber ein Weg ausgearbeitet worden, der diesen Nachteil im wesentlichen aufhebt. Wenn man nur genügend Anrufs-Möglichkeiten in Gestalt hörbarer Signale zur Verfügung hat, um jedem Teilnehmer einen charakteristischen Anruf zuweisen zu können, so genügt das. Dieser Anruf, bestehend aus einer Hochfrequenz, die er mit 50 andern Teilnehmern gemeinsam hat, einer Zwischenfrequenz, die er mit 100 andern Teilnehmern gemeinsam hat, und einer Ton-Summer-Frequenz, die er mit 66 wieder andern, die aber weder seine Hoch- noch seine Zwischen-Frequenz empfangen, gemeinsam hat, wird allein von allem, was durch den Äther schwirrt, von seiner Apparatur aufgenommen. Um dann aber ein drahtloses Gespräch führen zu können, aus dem ja die Tonfrequenz ausgeschieden sein muß, muß ihm das Amt, praktisch durch Fernsteuerung, eine Gesprächswelle, bestehend aus Hoch- und Zwischenfrequenz, zuweisen. Die 5000 gleichzeitig möglichen Gespräche genügen dann selbst für den Verkehr einer Großstadt vollkommen, denn diese breitet sich ja bei zunehmender Größe immer weiter aus, so daß das Anwachsen der Teilnehmerdichte nicht über einen gewissen Betrag hinausgeht.

Referate.

E. Bellini. Un nouveau radiogoniomètre avec levée du doute. (L'Onde Electrique Nr. 29, 1924.)

Der Verfasser beschreibt einen neuen eindeutigen Richtungsweiser, der sich vor allem in der Schiffahrt gut einzubürgern scheint. Das Prinzip beruht — wie schon bei der ersten bekannten Bellini-Tosi-Anordnung — auf Kombination einer Rahmenantenne mit einer Vertikalantenne. Der richtungsunabhängige Strom der letzteren überlagert sich den Empfangsströmen im Rahmen und hebt, da er sich vektoriell zu diesen addiert, die Gleichberechtigung der sich um 180° unterscheidenden Rahmenstellungen auf.

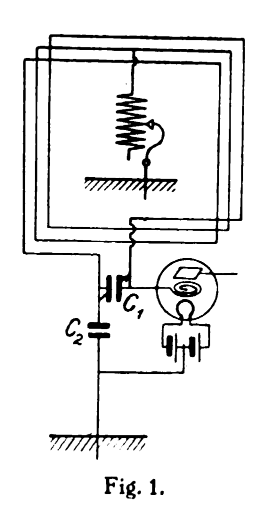


Fig. 1.

In der neuen Anordnung, die z. B. nebenstehende Form zeigen kann, ist die Vereinfachung getroffen, die mittels C_1 abgestimmte Rahmenantenne durch Anbringen einer durch C_2 kapazitiv überbrückten Erdung zugleich als nicht abgestimmte Vertikalantenne zu benutzen. Die Mitte des Rahmens ist im Spannungsknoten über einen variablen Widerstand geerdet, wodurch ohne Einfluß auf die Welleneinstellung der Betrag der Vertikalspannung reguliert werden kann. Die einseitige Richtwirkung ist nach beigegebenen Diagrammen sehr günstig. A. v. Hippel.

W. Runge. Über die stabilen Amplituden angefachter Koppelschwingungen. (Arch. für Elektrotechnik XIII 1, S. 34—48, mit 11 Fig.)

Die Arbeit gibt auf mathematischem Wege die Klärung über die Frage, warum beim „Ziehen" eines Röhrensenders mit Zwischenkreis ein Springen der Amplitude und Frequenz stattfindet. Es wird gezeigt, daß die Annahme einer idealen geraden Arbeitslinie die Erscheinung des Ziehens nicht zu klären vermag. Erst die Annahme einer gekrümmten Arbeitslinie gibt, in mathematische Form gefaßt, die auftretenden Erscheinungen auch auf dem Wege der Rechnung wieder.

Die Arbeit behandelt die Stabilität der Amplituden, sucht die Bedingungen des Umspringens auf, erfaßt den Ziehbereich und die Festigkeit der Amplituden gegen Störungen.

Eine Röhre mit Rückkopplung stellt einen veränderlichen „negativen" Widerstand dar, dessen Größe von der Amplitude abhängig ist. Für diesen veränderlichen Widerstand wird der Ausdruck „Anfachung" verwandt.

Beim Röhrensender mit Zwischenkreis tritt bekanntlich selbst bei fester Kopplung der Kreise niemals Doppelwelligkeit, sondern stets nur eine Welle auf[1]). An und für sich wäre das gleichzeitige Auftreten beider Kopplungswellen denkbar, denn das rückkoppelnde Organ liegt parallel zum Schwingungkreis. Wenn trotzdem bei einer sehr festen Kopplung nur eine einzige Welle auftritt, liegt es daran, daß die verschiedenen Kopplungswellen eine verschieden große Anfachung brauchen. Die mathematische Fassung der Anfachung ergibt, daß sie der mittleren Steilheit der Arbeitslinie der Röhre proportional ist. Die mittlere Steilheit aber ist eine Funktion der Amplitude. Sie sinkt mit steigender Amplitude.

Wird eine Schwingung angeregt, so ist zunächst die mittlere Steilheit und damit die Anfachung klein. Die Schwingung schaukelt sich auf. Mit dem Wachsen der Amplitude aber sinkt die Anfachung. Dadurch wird das weitere Anwachsen der Ampliude verhindert. Der innere Röhrenwiderstand hat sich selbsttätig auf denjenigen Wert eingestellt, bei welchem die dem System zugeführte Leistung gleich der verbrauchten ist: Die Amplitude ist stabil.

[1]) die fast gleich ist der einen Koppelwelle widerstandsloser Kreise.

Im Falle des Ziehens ist die Kopplung fester als die „kritische" ($k > d$). Es ist das Anklingen beider Kopplungswellen möglich. Zunächst wird die Amplitude der Kopplungswelle mit der größeren Anfachung konstant. Da aber die andere eine kleinere Anfachung braucht, schaukelt sie sich noch auf und setzt dadurch die Anfachung auf den Wert herab, bei welchem die erste Schwingung nicht mehr bestehen kann. Diese verlischt, und es bleibt die Schwingung mit der kleineren Anfachung bestehen. Es stellt sich also stets diejenige Schwingung ein, zu welcher die kleinere Anfachung gehört.

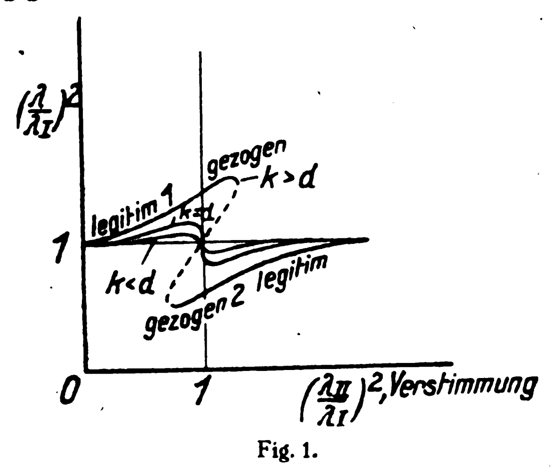


Fig. 1.

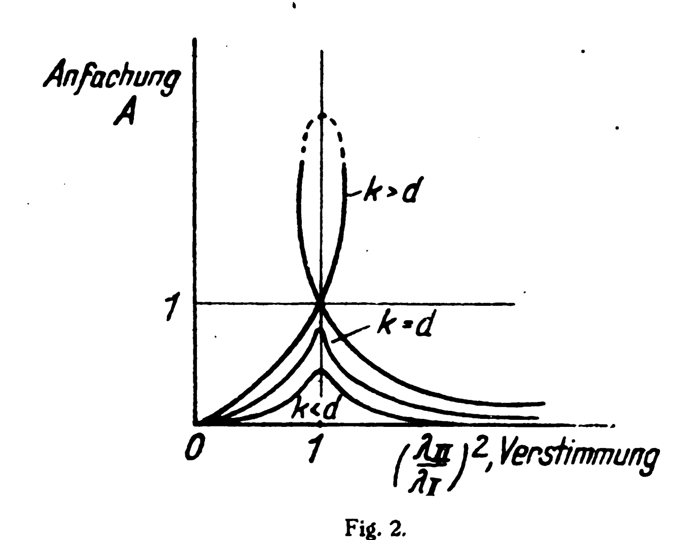


Fig. 2.

Fig. 1 zeigt den Verlauf der entstehenden Frequenz bei Verstimmung der Kreise, Fig. 2 die dazu gehörigen Werte der Anfachung, wie sie die Rechnung ergibt. Diese Rechnung baut sich auf die Annahme eine idealen geraden Arbeitslinie auf. Von Werten unterhalb der Resonanz kommend, braucht die obere Kopplungswelle eine kleinere Anfachung als die untere, nach Überschreiten der Resonanz die untere. Die Schwingung müßte also genau in der Resonanzlage umspringen. Statt dessen läßt sie sich ziehen

Die Rechnung geht von den Bedingungen für die Stabilität der Amplitude aus. Die Amplitude einer Schwingung ist stabil, wenn der Überschuß der zugeführten über die verbrauchte Leistung gleich Null ist ($W = 0$). Wird der stationäre Betrag überschritten, so muß sich der Röhrenwiderso einstellen, daß der Schwingung Energie entzogen, $d W$ negativ wird.

$$W = 0, \ \frac{dW}{dJ^2} < 0$$

sind der erforderlichen Bedingungen für die Stabilität der Amplitude.

Unter Einführung einer nicht linearen Zusammenhanges zwischen Strom und Spannung an der Anfachung nach

$$e_1 = -a\,i + \beta\,i^3 + \gamma\,i^5 + \ldots$$
$$+ c + \beta'\,i^2 + \gamma'\,i^4,$$

unter Annahme rein sinusförmigen, oberwellenfreien Stromes, der in 2 verschiedenen Frequenzen 1 und 2 gleichzeitig vorhanden sein mag, werden die von der Anfachung für die beiden Schwingungen gelieferten und die verbrauchten Leistungen berechnet. Aus dem Unterschied dieser beiden Leistungen W_1 bzw. W_2 ergibt sich von beiden Schwingungen diejenige als stabil, deren Gleichung für W den Bedingungen der Stabilität

$$W = 0 \text{ bei } \frac{dW}{dJ_2} < 0$$

Genüge leistet.

Die Rechnung weist nach, daß 2 Amplituden stabil möglich sind

$$J_{10}^2 = \frac{a - R_1}{{}^3/_4\,\beta} \qquad J_{20}^2 = \frac{a - R_2}{{}^3/_4\,\beta}$$

(R_1, R_2 die in den Primärkreis überführten äquivalenten Widerstände für die Schwingungen 1 und 2).

Die Bedingungen des Umspringens zeigen, daß die gezogene Schwingung 1 in 2 umspringt bei einem ganz bestimmten Werte der Verstimmung, welcher für eine vorliegende Dämpfung und Kopplung der Kreise nur von der Gestalt der Arbeitskurve abhängig ist. Bei diesem Werte wird das Anschwingen der nicht gezogenen Kopplungswelle von Null aus möglich. Die Ursache des Umspringens liegt nicht in einer äußeren Störung der hochgezogenen Schwingung.

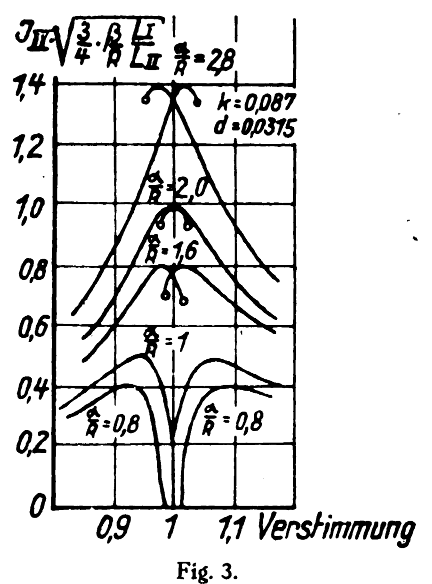


Fig. 3.

Der Ziehbereich wird angegeben. (Das Zeichen tritt ein für $k > d$ und $a > R$, $R = R_{II} \cdot \frac{L_I}{L_{II}}$.

Die Amplituden-Kurven in Kreis II als Funktion der Verstimmung werden berechnet. Es ergibt sich, daß das Maximum der einzelnen Schwingung vor dem Überschreiten der Resonanz oder nachher erreicht werden kann oder ein Aussetzebereich in der Resonanzlage auftritt. ($a < R$). Siehe Fig. 3.

Welcher Fall eintritt, hängt für vorliegende Dämpfung und Kopplung der Kreise von der Gestalt der Arbeitslinie ab.

Die Betrachungen über die Festigkeit der hochgezogenen Schwingung lehren, daß die geringen Schwankungen der Anodengleichspannung bei gleichgerichtetem Wechselstrom und andere Störungen kaum die Ursache des Umspringens sein können. (Das Umspringen findet statt, wenn die Bedingungen des Umspringens erfüllt sind:

$$\frac{1}{2} J_{20}^2 > J_{10}^2 \text{ bzw. } \frac{1}{2} J_{10}^2 > \varphi_{20}^2.)$$

Die Ergebnisse der allgemeinen mathematischen Betrachtung, die sich auch schon unter der Annahme eines Zusammenhangs zwischen Strom und Spannung an der Anfachung nach der kubischen Parabel

$$e_1 = -\alpha i_1 + \beta i_1^3$$

durchführen läßt, werden zum Schluß auf den praktischen Fall induktiver Gitterrückkopplung angewandt.

E. Döring.

F. Trendelenburg. Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons. (Zeitschr. f. techn. Phys. 24, Nr. 6, S. 236—250.)

Die Arbeit befaßt sich mit der Analysierung von Klangbildern nach einer Methode, mit welcher die Klangbilder von Vokalen und Zischlauten oszillographisch aufgezeichnet werden. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden in Tabellen und Oszillogrammen gebracht, sowie die sich daraus ergebenden Forderungen für die Praxis.

Der Verfasser benutzt ein Kondensatormikrophon, für welches, wie nachgewiesen wird, im Bereich der untersuchten Frequenzen die Schwingungsamplitude der Membran der Stärke der Druckamplitude des auftreffenden Schalles direkt proportional ist. Diese Druckschwankungen werden mit beistehender Anordnung oszillographisch sichtbar gemacht. (Fig. 1.)

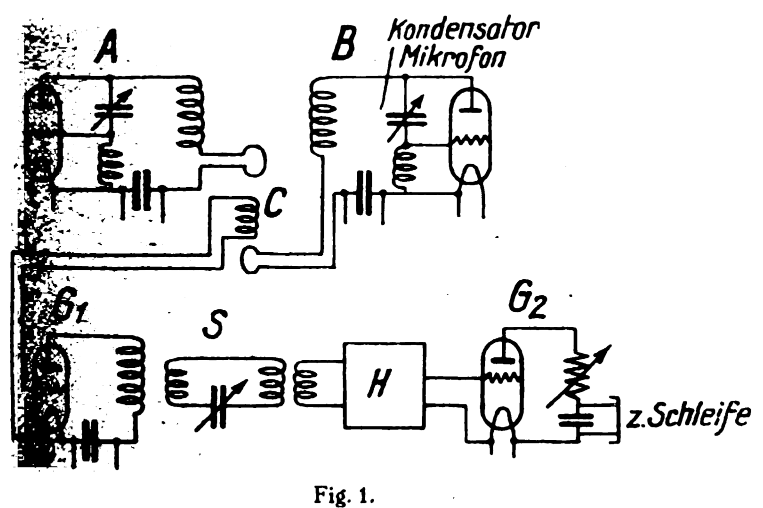


Fig. 1.

Die durch das Kondensatormikrophon niederfrequent in ihrer Frequenz modulierte Eigenfrequenz des Kreises B ruft dadurch, daß ein nur wenig gegen B verstimmter Schwingungskreis A hinzugefügt wird, in Spule C eine in ihrer Frequenz entsprechend stärker modulierte Schwebungsfrequenz von etwa 60 000 hervor. Nach Gleichrichtung in G_1 wird im Siebkreis S diese Frequenzmodulation der Schwebungsfrequenz in Amplitudenmodulation umgesetzt nach der Methode der halben Resonanzkurve (s. Fig. 2).

Die so in ihrer Amplitude niederfrequent modulierten Schwingungen der Schwebungsfrequenz gelangen nach Verstärkung in einen Detektor G_2, in dem sie in Gleichstrompulsationen umgewandelt werden. Diese werden der Oszillographenschleife zugeführt, die wegen ihrer Trägheit nur den niederfrequenten Modulationen und nicht den hochfrequenten Gleichstrompulsationen folgt.

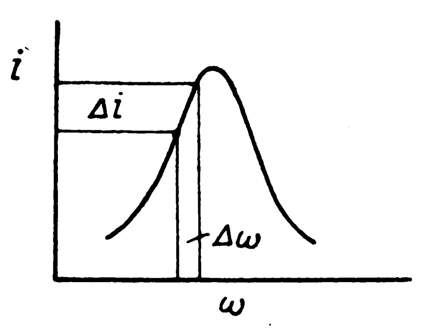


Fig. 2.

Die Umwandlungen der akustischen Schwingungen in die entsprechenden elektrischen Stromänderungen bis zur Aufzeichnung durch die Oszillographenschleife erfolgen ohne jede Verzerrung.

Die Schalldruckschwankungen rufen proportionale Kapazitätsänderungen des Kondensatormikrophons hervor, damit, da diese Schwankungen klein gegen die mittlere Kreiskapazität sind, linear proportionale Schwankungen der Frequenz und damit auch der Schwebungsfrequenz in S hervor. Weil die Trägerfrequenz von Kreis B hoch ist gegen die Modulationsfrequenz (6×10^6 gegen 4000), ist bei der Frequenzmodulierung keine Verzerrung zu befürchten.

Kreis S ist so abgestimmt, daß man sich im Bereich der benutzten Frequenzen nur innerhalb des geradlinigen Teils seiner Resonanzkurve bewegt und somit die Frequenzänderungen kurvengetreu in Amplitudenmodulationen umgesetzt werden. Er ist stark gedämpft, damit die Stromamplituden ohne Verzerrung auch den höchsten akustischen Frequenzen folgen können. Bei einem Dekrement von 0,52 des Kreises S z. B. ist nach etwa 5 Schwingungen die Amplitude auf den 10. Teil gesunken gegenüber einer Schwingungsdauer von maximal $^1/_{5000}$ Sekunden der höchsten benutzten Frequenz. Kreis S arbeitet also praktisch verzerrungsfrei.

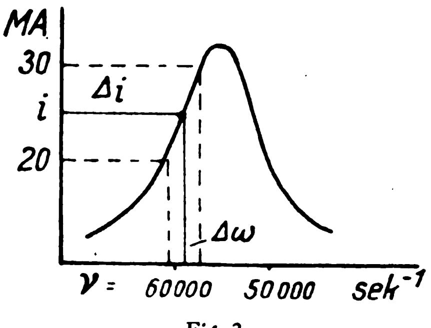


Fig. 3.

Der Hochfrequenzverstärker H ist aperiodisch und hat somit keinen Einfluß auf die kurvengetreue Abbildung. Im Detektor G_2 werden die modulierten Schwingungen der Schwebungsfrequenz 60 000 linear proportional in Gleichstrompulsationen umgewandelt, wobei von der Detektorcharakteristik ebenfalls nur der geradlinige Teil benutzt wird (s. Fig. 3).

Die verwandten, ölgedämpften Schleifen von der Eigenfrequenz 7000 zeigten bis zu 4000 Perioden gleichbleibende Empfindlichkeit, darüber bis zu 10% Abweichungen und ein Nachlassen der Empfindlichkeit.

Einer Schwingungsamplitude der Kondensatormembran von weniger als $^1/_{10}\,\mu$ entsprachen 5 MA in der Oszillographenschleife, gleich 11 mm Ausschlag auf dem photographischen Papier. Die entsprechende Kapazitätsänderung der Mikrophonkapazität betrug 0,134%, entsprechend einer Frequenzänderung von 0,0667%.

Es konnten nur solche Röhren Verwendung finden, die genügende Konstanz der ausgesandten Wellenlänge aufwiesen, und zwar *BO*-Rohre mit Oxydkathode, deren Heizfaden genügende Wärmekapazität und damit Konstanz der Emission und Röhreneigenkapazität besitzt. Die Kopplung der Kreise *A* und *B* muß lose sein, damit nicht der eine Kreis den anderen zu seiner Eigenschwingung mitzieht, und daher die Verstärkung, da außerdem Kreis *S* stark gedämpft ist, groß. (5 *BO*-Rohre parallel geschaltet.)

Sämtliche Schaltungsteile waren durch Einbau in Blechkästen abgeschirmt, die Induktivitäten zur Vermeidung von Streuung in Ringform gewickelt.

Mit dieser Anordnung hat der Verfasser sorgfältige Klangbilder von Vokalen und Zischlauten aufgenommen. Nach den Vokaltheorien entspricht jedem Vokalklang ein enger, fester und für den Vokal charakteristischer Tonbereich, (z. B. für *g* 192/sec der Ton *g* als Grundton mit beherrschendem 4. Partialton), welcher den Ton zum Vokal A stempelt. Diese charakteristischen Obertöne werden Formanten genannt. Es werden aus Auswertungen von Oszillogrammen eine Tabelle der Lage der einzelnen Formanten gebracht, sowie zahlreiche Oszillogramme. Z. B. liegt die höchste Formantenfrequenz für die Vokale *e* und *i* bei 3500, ein 2. Bereich bei 400. Die einzelnen Formantenbereiche haben zueinander ein festes Intensitätsverhältnis.

Die Zischlaute sind von völlig anderem Charakter ohne Periodizität. Ihre mittlere Frequenz liegt bei 4000. Als Forderung für unverzerrte Wiedergabe von Klängen ergibt sich die exakte Wiedergabe der gesamten feinen Klangstruktur sowie sämtlicher Amplitüdenverhältnisse der Teiltöne. Diese Forderungen setzen

1. schwellenwertsfreie Aufnahmeapparate und Empfänger voraus;
2. lineare Charakteristik dieser Apparate.

Das gewöhnliche Kohlemikrophon besitzt einen Schwellenwert. Daher kann wohl mit einem Mikrophon, das entfernt besprochen wird, wahrgenommen werden, daß gesprochen wird, aber nichts verstanden werden, weil zahlreiche Formanten mit ihren Amplitudenwerten unterhalb des Schwellenwertes des Mikrophons bleiben und daher im sekundären Klangbild ausscheiden.

Empfänger mit quadratischer Charakteristik können neben den vorhandenen Teiltönen solche doppelter Frequenz hervorrufen und damit Formanten vortäuschen. Die Klangfarbe wird entstellt.

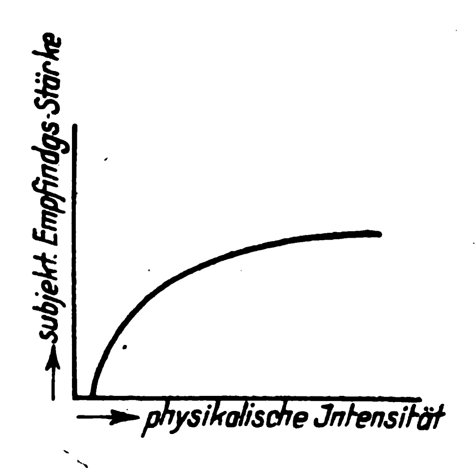


Fig. 4.
Das Weber-Fechnersche Gesetz

Von Interesse für die Klangforschung ist der Zusammenhang des sekundären, physikalischen Klangbildes mit der subjektiven Empfindung nach dem Weber-Fechnerschen psychophysischen Gesetz, das experimentell mit guter Annäherung bestätigt ist (s. Fig. 4).

Danach besitzt das Ohr ebenfalls einen Schwellenwert. Verhältnismäßig starke Amplitudenverzerrungen werden im Ohre nicht so stark empfunden. E. Döring.

Literaturschau.

Von **O. Schöpflin.**

L. W. Austin. Receiving Measurements and Atmospheric Disturbances at the Bureau of Standards, Washington (Proceedings of the Institute of Radio Engineeers, vol. 12, Nr. 3, S. 227). Enthält die Versuchsergebnisse der in Washington stattgefundenen Messungen der Lautstärke und der Störungsverhältnisse während der Korrespondenz der Stationen Nauen und Lafayette veröffentlicht.

F. H. Kroger, The Cape Cod Marine System of the Radio Corporation of America (Proceedings vol. 12, Nr. 3, S. 243). Der Verfasser beschreibt eine komplette Anlage, die nach diesem System gebaut wurde und behandelt die dadurch erzielbare Vorteile für Handel.

E. V. Appleton und Mary Taylor, On Optimum Heterodyne Reception (Proceedings vol. 12, Nr. 3, S. 277) geben eine theoretische Abhandlung über die Überlagerung. Versuchsergebnisse und Diagramme der praktisch durchgeführten Beobachtungen gab E. H. Armstrong in Proceedings vol. 5, S. 145, 1917 — bekannt. Die erzielte maximale Amplitude des durch die Überlagerung entstehenden Tones ist dann entstanden, wenn die Lokal-Amplituden eine vielfach der aufgenommenen Amplituden waren. Die theoretischen Ableitungen zeigen, daß die im Kopfhörer ankommenden Schwingungen im besten Falle die Amplituden der Lokalschwingungen besitzen können. Die Stärke des Überlagerungstones entspricht theoretisch abgeleitet den von Armstrong experimentell festgestellten Werten.



E. Leon Chaffee, Regeneration in Coupled Circuits (Proceedings vol. 12, Nr. 3, S. 299). Der Verfasser entwickelt theoretisch die Regeneration in einem einfachen Schwingungskreis, als die Schwingungselemente im Anoden — und im Gitterkreis der Schwingröhre eingeschaltet sind. Er bespricht weiter die Theorie für Kopplungskreise, im Falle diese als positive Widerstände gelten. Wie die Kopplungskreise aufeinander wirken, hat er auch graphisch und durch Modelle dargestellt. Er entwickelte weiter die Theorie der Regeneration im gekoppelten Kreise; daraus ist es ersichtlich, daß die Regeneration im Secundärkreis nur dessen Impedanz beeinflußt.

Victor Gabel, The Crystal as a Generator and Amplifier (The Wireleß World and Radio Review, Nr. 268, 1. Oktober 1924. 269, S. 47), bespricht den von dem russischen Ingenieur O. Lossev beobachteten und verwendeten Schwingdetektor. Das beste Resultat wurde bei Verwendung von Cinkytkristallen erreicht. Er gibt verschiedene Detektorausführungen und Schaltungsschemas bekannt.

W. James, The Super-sensitive Set. (The Wireleß World and Radio Review Nr. 268 and 269, vom 1. und 8. Oktober 1924.) bespricht die neueste Ausführung nebst nötigen Bauunterlagen einen Dreiröhren-Empfänger, der durch seine große Empfindlichkeit und Selektivität nennenswert ist.

F. H. Haymes, Short Wave Components. (The Wireleß World and Radio Review, Nr. 269 vom 8. Oktober 1924) gibt Empfängerkonstruktionen für Wellenlängen von ungefähr 100 m an. Die zum Bau erforderliche Angaben sind in Nr. 270 (15. Oktober, S. 63) weiter beschrieben. Mit diesem Empfänger sollte es möglich sein, in England amerikanische Stationen aufzunehmen.

J. H. Reeves, New Coils of High Efficiency, (Wireleß World and Radio Review Nr. 270), beschreibt nebst Bekanntgabe theoretischer Formeln, praktische Ausführungen von Selbstinduktionsspulen.

Dr. **W. H. Eccles, F. R. S.,** The Position of the Scientific Amateur (The Wireleß World and Radio Review, Nr. 268, S. 6 und Nr. 269, S. 53).

Constructing the Valve. A Visit to the Marconi-Osram Valve Co's Works. (Wireleß World and Radio Review Nr. 268, S. 18.) Eine kurze Abhandlung über die Röhrenfabrikation und deren Hilfsapparate.

O. Lossew, Oscillating Crystalls. (Wireleß World and Radio Review Nr. 271, S. 93.) Er berichtet über seine eigenen Versuche nebst Oscillogramme und Microphotographien der Lichterscheinung, die an der Kontaktstelle des Krystalldetektors entsteht.

James Strachan. F. Inst. P. Coherers and Contact Detektors. (Wireleß World and Radio Review Nr. 272, S. 127—131.)

J. G. Hart, The Inductance of Lattice Coils (Wireleß World and Radio Review Nr. 272, S. 133.)

W. James, Heterodyne Wavemeter — 60 to 250 Metres (Wireleß World and Radio Review Nr. 273, S. 152—157.)

N. W. Mc Lachlan, Selective Receiving Circuits (Wireleß World and Radio Review Nr. 274, S. 189—193.)

James Strachan, Sigle-Point Detectors (Wireleß World and Radio Review Nr. 274, S. 200—202.) Der Detektor besteht aus einer dünnen Schicht Metall-Sulfid oder Kupferoxid (anstatt Kristall); als Spitze dient ein Kupferdraht.

R. H. Barfield, Unsolved Problems of Wireleß (Wireleß World and Radio Review Nr. 274, S. 215 bis 218.) Der Verfasser behandelt folgende Fragen:

1. Warum ist es möglich, große Entfernungen auf dem Radiowege zu überbrücken?
2. Warum sind die Zeichen am Tage schwächer, als nachts?
3. Warum ist die Richtungsbestimmung nachts so fehlerhaft, während am Tage diese Fehler praktisch vernachläßigbar sind?
4. Was ist die Ursache vom Fading-Effekt?

M. E. Janmoulle, An Indirekt Method of Determining the Grid Characteristic (Wireleß World and Radio Review Nr. 275, S. 240.) Die Kennlinie der Anode aufzunehmen, wird bei Benützung eines Milliamperemeters möglich, jedoch zu direkter Aufnahme der Kennlinie des Gitters benötigt man ein Micro-Amperemeter. Während der Messung müssen so Heizstromstärke, als auch Anodenspannung konstant bleiben. Die Kennlinie des Gitters wird durch den Zusammenhang zwischen den Kennlinien der Anode und einer Kurve, die durch die Spannung des Gitterableitungswiderstandes und durch die Anodenstromstärke bestimmt ist.

Capt. H. J. Round, The Marconi-Sykes Magnetophone. (Wireleß World and Radio Review Nr. 276, S. 260—265.) Der Verfasser gibt eine ausführliche Beschreibung des Mikrophons und des dazu gehörigen Verstärkers.

N. W. McLachlan, Measurement of Aerial Current. (Wireleß World and Radio Review Nr. 276, S. 273—275 und Nr. 277, S. 315—318.) Der Verfasser beschreibt das Verhalten des Eisens in Hochfrequenz-Schwingungskreisen und die Berechnung und Konstruktion eines eisengefüllten Transformators zur Messung der Stromstärke.

R. H. Barfield, Unsolved Problems of Wireleß, Discussion. (Wireleß World and Radio Review Nr. 275, S. 254 und Nr. 276, S. 283.)

W. James, The Experimeter's Note Book. (Wireleß World and Radio Review Nr. 277, S. 319 und Nr. 278, S. 350—352), bespricht die Bestimmung des Verstärkungsfaktor der Röhren.

W. James, Ideal Receivers-I (Wireleß World and Radio Review Nr. 277, S. 299—302 und Nr. 278, S. 335 bis 341), beschreibt theoretisch und die praktische Ausführung eines Drei-Röhrenempfängers (Audion und zwei Stufen Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulenkopplung.)

J. Aisbitt, The Square Law Condenser (Wireleß World and Radio Review Nr. 278, S. 342—344.)

L. B. Turner, Wavemeters. (Wireleß World and Radio Review Nr. 279, 280, 281.) Theoretische Besprechung des Wellenmessers nebst Diskussionen.

Gustav Lamm und **Eduard Graham,** Standing Waves. (Wireleß World and Radio Review Nr. 281, S. 433 bis 438 und Nr. 282, S. 489—491.)

Iohn Scott-Taggart, The Valve as an Efficient Detector. (Modern Wireleß, Mai 1924, S. 697.)

Percy W. Harris, A Note on the Resistance Capacity Amplifier (Modern Wireleß, Mai 1924, S. 695).

John Scott-Taggart, Reflex Receivers Wireleß in Theory and Practice. (Modern Wireleß, Mai, 1924, S. 751—756, Juni, 1924, S. 83—92, Juli, S. 185—195, August, S. 287—294, September, S. 440—453.) Er gibt eine ausführliche Beschreibung verschiedener Reflexschaltungsmöglichkeiten und bespricht ihre Theorie.

Kenneth, Alford, Further Notes on the 10-valve Armstrong Supessonic Heterodyne. (Modern Wireleß, Juni 1924, S. 81—82.)

Percy W. Harris, The Puriflex Receiver. (Modern Wireleß, Juli 1924, S. 111—118.) Der Verfasser hat monatelang die Reflexempfänger untersucht und wollte einen sehr klangreichen und empfindlichen herausbringen. Er beschreibt in diesem Artikel eine transformatorlose Ausführungsform desselben.

John Scott-Taggart, Multi-Stage High-Frequency Amplification. (Modern Wireleß, August, S. 225—233, Sept., S. 382—392, Okt., S. 526—541.) Die Hochfrequenzverstärkung kurzer Wellen verursacht bei Verwendung mehrerer Stufen unerwünschte Rückkopplungserscheinungen. Um diese auf ein Mindestmaß herunterdrücken zu können, benötigt man verschiedene Hilfsschaltungen. Der Verfasser bespricht ausführlich in diesem Artikel die Ursachen dieser Erscheinungen und deren Abhilfe. Die Kopplung der einzelnen Stufen miteinander kann kapizitiv oder induktiv ausgeführt werden, wenn in dem Schwingungskreis ein Dämpfungswiderstand eingeschaltet wird. Dieser Widerstand kann entweder im Gitter- oder in dem Anodenkreis eingeschaltet werden. Um die magnetischen Kraftlinien der Selbstinduktionsspulen einander nicht zu beeinflussen, empfiehlt er die Spulen in Metallgehäuse zu montieren. Die Schwingungserscheinungen können auch durch Verwendung von neutralisierenden Kondensatoren vermieden werden.

Herbert K. Simpson, A Three-Valve Receiver with Resistance Coupled Note Magnifier. (Modern Wireleß, Okt. 1924, S. 483—489.)

John Scott-Taggart, The Resistoflex Circuit. S. 491—496). Ein Reflexempfänger, wo anstatt Niederfrequenztransformatoren hochohmige Widerstände verwendet werden.

John Scott-Taggert, Some Efficient Single Valve Reflex Circuits. (Modern Wireless, Oktober, S. 553—559).

John Scott-Taggart, The T. A. T. System of High-Frequency Amplification. (Modern Wireleß, November 1924, S. 612—619 und Dezember, S. 740—746.) Dieser Artikel ist eine Fortsetzung der oben erwähnten „Hochfrequenzverstärkung".

Edwin H. Armstrong, The Super-Heterodyne. (Modern Wireleß, Dezember 1924, S. 735). Der Verfasser gibt die Beschreibung und die Grundlagen den durch ihn entwickelten Transponierungsempfängers.

A. D. Cowper Reception on the Ultra-Short Waves. (Modern Wireleß, Dezember, S. 754 bis 759.) Beschreibt Empfangsanordnungen für ganz kurze Wellenlängen und berichtet über die Versuchsergebnisse, die mit Wellenlängen von 80 bis 100 m durchgeführt wurden.

John Scott-Taggart, How to Construct and Usse a Three-Valve Dual Receiver. (Modern Wireleß, April 1924, S. 569—575.) Der Verfasser beschreibt einen Drei-Röhrenempfänger mit genauen Bauangaben und begründet die verwendeten Schaltelemente. Er gibt auch am Ende des Artikels die Prüfresultate bekannt, woraus ersichtlich ist, welchen Erfolg er mit seinem Apparat hatte.

Percy W. Harris, A Universal Resistance Amplifier For High or Low Frequency. (Modern Wireleß, April 1924, S. 582—586.) Die Widerstandsverstärker haben den großen Vorteil, daß sie verzerrungsfrei arbeiten, und die Reinheit der Reproduktion übertrifft sehr oft andere Verstärkungsarten. Der Verfasser dieses Artikels beschreibt einen Apparat, den man sehr einfach entweder als Hoch- oder als Niederfrequenzverstärker durch einfaches Umschalten verwenden kann.

John Scott-Taggart, The Correct Adjustment of High Tension Voltage, Filament Current and Grid Potential. (Modern Wireleß, April 1924, S. 594—597). Eine ausführliche Abhandlung über die Wahl der verschiedenen, an den Röhrenelektroden angelegten Spannungen, die immer der Verwendung der Röhre entsprechen müssen.

McMurdo Silver, How to Build a Portable Seven-Tube Super-Heterodyne (Radio Broadcast, Oktober 1924.) Die großen Vorteile des Superheterodyne-Empfängers werden immer mehr beachtet. Es wurde auch sehr viel an seiner Vereinfachung gearbeitet. Heiz- und Anodenstrom werden aus Trockenbatterien entnommen. Bei dem Zwischenfrequenzverstärker verwendete man anstatt Lufttransformatoren, solche mit Eisen gefüllt. Als Sensibilator ist ein Potentiometer angebracht. In Photographien wird die innere Aufmachung, Schaltungsführung usw. gezeigt. Die Röhren, die am sorgfältigsten ausgewählt werden müßten, arbeiten wie folgt: Erste und zweite Hochfrequenzverstärker-, Oscillator-, erste Audion-, zweite Audion und die Hörfrequenzverstärker-Röhren.

R. A. Bradley, Double Regenerative Reflex Receiver. (Wireleß Age, September 1924). Der Verfasser gibt eine genaue Beschreibung nebst Bauunterlagen und Materialverzeichnis des Empfängers.

Robert Alan, Oscillation Controlled R. F. Receiver. Wireleß Age, September 1924.) Ein 5-Röhrenempfänger; 2 Hochfrequenten-, eine Audion und 2 Hörfrequenzverstärkerstufen. Es ist eine besondere Anordnung, die den Empfänger nicht ins Schwingen kommen läßt.

Ralph R. Batcher, Distributed Capacity of Radio Receiver Coils. (Wireleß Age, September 1924.) Der Verfasser gibt verschiedene Methoden an, die zur Messung der Spulenkapazität dienen.

A. D. Cowper, M. S., Extreme Selectivity. (Wireleß Weekly, 20. Februar 1924, Vol. 3, Nr. 11.) Wegen die verschiedenen, besonders durch Interferenz störend wirkenden Stationen muß man eine größtmögliche Selektivität erreichen können. In diesem Artikel sind etliche Angaben, die als Anregung für weitere Ausarbeitungen dienlich sein können.

W. K. Alford, A. F. R. Ae. S., A. M. I. R. E., Mush and Fading. (Wireleß Weekly, 20. Februar, 1924, Vol. 3, Nr. 11.) Der Verfasser bespricht die beim Empfang vorkommenden Störungarten. Diese können

1. durch andere Stationen:
   c) durch andere elektrische Erscheinungen
   b) Interferenz einer ungedämpften,
   a) Interferenz einer gedämpften,
2. durch Atmosphäre,
3. durch Fading-Effect entstehen.



E. E. Griffin, Radio-Frequency with the Single Circuit Regenerative Receiver. (Radio, September 1924.) Als Inhalt sollen die Worte des Autors stehen: „Detailed Instructions for Adding one Step of Efficient Tuned Radio-Frequency Amplification to a Regenerative Receiver."

C. M. Jansky, Jr., The Vacuum Tube as a Detector. (Radio, September 1924.) Eine Besprechung ist in diesem Artikel wiedergegeben, über die Beeinflussung der Wirkungsweise der Röhren durch Gitterbatterien oder durch Kondensatoren.

Cessford Kerr, 6BHG, An Improved Reinartz Receiver. (Radio, September 1924.) Der Verfasser beschreibt und gibt genaue Bauunterlagen für die Herstellung eines Reinartz-Empfängers.

Gerald M. Best, Impedance Values of Audio-Frequency Transformers. (Radio, September 1924.) Der Verfasser gibt Prüfungsresultate über die durch ihn erfolgten Messungen an verschiedenen Transformatoren. Aus den aufgenommenen Kurven sind die Verstärkungsunterschiede in Abhängigkeit von der Frequenzzahl ersichtlich.

L. H. La Montagne, Adjusting Your Super-Heterodyne, **L. R. Felder** Second Harmonic Super-Heterodyne, **G. M. Best,** Improvements in the 45 000 Cycle Super-Heterodyne (Radio, September 1924.) In dem ersten Artikel werden die verschiedenen Störungsmöglichkeiten beim Superheterodyne-Empfänger, in dem zweiten Artikel die die Grundprinzipien der Transponierung und in dem dritten Artikel hauptsächlich die Kraftverstärkungsanordnung besprochen.

G. W. Sutton, Loud Speakers with Paper Diaphragms (The Wireleß World and Radio Review, Nr. 275, vom 19. November 1924 S. 225—228). Der Verfasser gibt Widerstandsmessungen bekannt, die bei Lautsprechern mit Papiermembrane durchgeführt wurden.

G. M. Best, A Radiocast Receiver with Choke Coil Amplifiers (Radio, Oktober 1924). Dieser Artikel behandelt eine ökonomische Konstruktion des Empfangsapparates, wobei die Handhabung auch sehr einfach sich gestalten läßt.

H. Diamond, Dept. of Electrical Eng., Lehigh University, The Nature of Static and Its Elimination. (Radio, Oktober 1924.) Dieser Artikel enthält eine kurze theoretische Abhandlung über die statischen Störungen.

Edward W. Smith, The Simple Theory of Audio-Frequency Transformers. (Radio, Oktober 1924.)

G. M. Best, Improvements in the 45 000 Cycle Super-Heterodyne. (Radio, Oktober und November 1924; Fortsetzung vom Septemberheft).

Volney G. Mathison, The Locked Door Tube Factories, an Interesting Account of the Methods and Processes Employed in the Manufacture and Repair of Unlicensed Vacuum Tubes (Radio, November 1924). Herstellung und Reparatur von Vakuumröhren. Fortsetzung im Dezemberheft.

Jesse Marsten, Electric Filters, an Elementary Explanation of Their Purpose and Performance with Special Reference to Their Action as Wave Traps (Radio, Dezember 1924). Der Verfasser gibt eine theoretische Abhandlung über die verschiedenartigen Filteranordnungen nebst deren praktischen Anwendungsmöglichkeiten.

Sylvan Harris, Analyzing High Frequency Resistance of Single Layer Coils (Radionews for January 1925). Der Verfasser gibt seine Versuchsresultate in Form einer ausführlichen Abhandlung bekannt. Er untersuchte die verschiedensten Selbstinduktionsspulen, auch solche, die kapazitätsfrei gewickelt waren.

Valve Tests, (Unter diesem Titel sind in The Wireleß World and Radio Review eine Reihe von Artikeln veröffentlicht, die die Prüfungsergebnisse der untersuchten Röhrensorten bekanntgeben.) Heft 270, S. 78—80., **Repaired Valves.**

Cossor P. 1. Röhre

Heizung: 3,5—4 Volt, 0,64 Amp.
Emission: 6 Milliamp., bei 0,64 A. Heizstrom und 60 Volt Anodenspannung.
Steilheit: 0,3 MA/Volt.

Metropolitan Vickers Röhre Tipe H.

Heizung: 4 Volt, 0,5 A.
Emission: 8,2 MA.
Steilheit: 0,4 MA/Volt.

Die G. P. Röhre der Fa. Messrs. Radions Ltd. Heft 280.

Heizung: 4,25 Volt.
Emission: 4,4 MA (Röhrenleistung 2,2 MA/Watt).
Steilheit: 0,2 MA/Volt.

Cossor P. 1. Röhre (Neue und nicht reparierte) Heft 271, S. 107

Heizung: 3,5—4 Volt; 0,72—0,75 A.
Emission: 5—13 MA.
Steilheit: 0,35 MA/Volt.

B. 6. Röhre der Firma The British Thomson-Houston Co. Heft 278 S. 347.

Heizung: 3 Volt, 0,12 Amp.
Emission: 16,5 MA.
Steilheit: 0,70 MA/Volt.
Anodenspannung: 80—120 Volt.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Hochfrequenzmaschinen.

D.R.P. 396 927. Hochfrequenzmaschine. C. Lorenz Akt.-Ges., Berlin-Tempelhof, und Otto Scheller, Berlin-Lichterfelde. Patentiert im Deutschen Reiche vom 25. Februar 1921 ab. Ausgegeben am 13. Juni 1924.

Diese Erfindung bezweckt, mit der Hochfrequenzgleichpolmaschine direkt höhere Frequenzen zu erzeugen, als es bisher möglich war, und zwar durch besondere Formgebung der Pole des Rotors und Stators und durch Verdrehen der

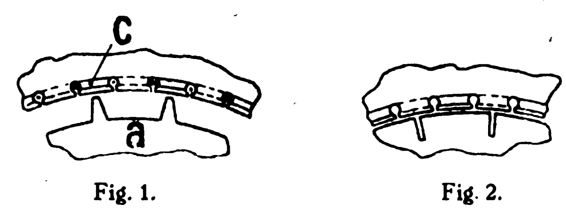


Fig. 1. Fig. 2.

beiden Statorringe der normalen Gleichpoltype um gewisse Beträge gegeneinander. Die Rotorpole können schmaler als die Zähne des Stators sein (Fig. 1), oder aber so breit, daß zwischen den Polen nur eine schmale Lücke bleibt (Fig. 2);

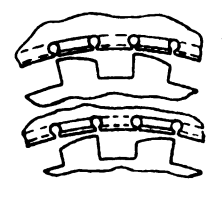


Fig. 3.

nach einem anderen Beispiel können sie auch unsymmetrisch ausgebildet sein (Fig. 3). Erläutert sei hier nur die Fig. 1. Will man beispielsweise mit der Maschine eine dreifach

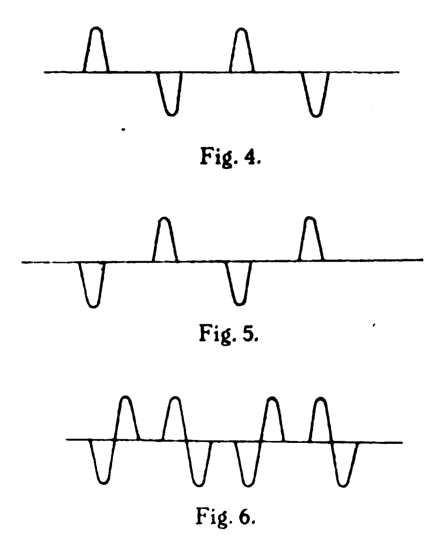


Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

höhere Frequenz erzielen, als es der Teilung entsprechen würde, so verringert man nur die Breite der Rotorzähne so weit, daß die Breite des Kraftflusses auf ein Drittel der Statorzahnbreite sinkt und verdreht die beiden Statorringe, welche die Wicklung tragen, um ein Drittel oder zwei Drittel der Polbreite. Eine E.M.K. der Maschine wird nur dann erzeugt, wenn ein Zahn an einem Leiter vorbeigeht. Durch das Verdrehen der Statorhälften gegeneinander kann man leicht erreichen, daß die E.M.K. der einen Statorhälfte (Fig. 4) sich mit der E.M.K. der anderen Statorhälfte (Fig. 5) zu einer E.M.K. nach Fig. 6 zusammensetzt. Arbeitet man mit einer derartigen E.M.K. auf einen Resonanzkreis, so erhält man einen reinen sinusförmigen Strom dreifacher Frequenz, wie der Polteilung entspricht, da der Resonanzkreis auch während des einen Drittels der Zeit, während welcher keine Energie von der Maschine nachgeliefert wird, weiterschwingt. Eine etwa auftretende E.M.K. der Grundfrequenz der Maschine wird durch das Verdrehen der Rotorhälften, besonders bei Verdrehung um zwei Drittel der Polbreite, gleichzeitig wesentlich geschwächt, so daß sie nicht stört.

D.R.P. 397 862. Hochfrequenzmaschine. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 20. August 1920 ab. Ausgegeben am 2. Juli 1924.

Im Patent 317 552 (Ziel-Abegg-Osnos) ist eine nach Guyschem Prinzip gebaute Maschine angegeben, vermittels welcher man mehrphasigen Hochfrequenzstrom erzeugen kann. Diese Maschine besitzt den Vorteil, daß in ihr der ganze mit der Gleichstromwicklung verkettete, magnetische Erregerflux bei der Drehung des Läufers praktisch konstant bleibt. Dadurch werden die Verluste der Maschine niedrig und ihre Leistung verhältnismäßig hoch gehalten. Die Phasenzahl der Maschine ist 6 und das Verhältnis der Zahnbreite zur Zahnteilung ist (entsprechend der Phasenzahl) angenähert 1 : 6. Bei einer anderen Phasenzahl, z. B. bei 4,8 usw. Phasen, bildet die Zahnbreite angenähert ein Viertel, ein Achtel usw. der Zahnteilung. Gegenstand der vorliegenden Erfindung ist es nun, daß bei dieser an sich bekannten Mehrphasenhochfrequenzmaschine mit dem obengenannten Verhältnis von Zahnteilung zur Zahnbreite entsprechend der Phasenzahl der Wechselstromwicklung, diese Phasenzahl gleich $2\ (n+1)$ genommen ist (wobei n eine ganz positive Zahl bedeutet) und alle Phasen — direkt oder indirekt — in Reihe geschaltet sind, um der mehrphasigen Maschine einen einphasigen Strom von $(n+1)$facher Periodenzahl zu entnehmen, wenn die Grundperiodenzahl der mehrphasigen Maschine 1 ist.

Frequenzsteigerung.

D.R.P. 401 534. Einrichtung zur Frequenzsteigerung. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 31. Mai 1921 ab. Ausgegeben am 16. September 1924.

Es ist bekannt, vermittels stark gesättigter Eisendrosseln außer einer gegebenen Grundfrequenz höhere Frequenzen zu erzeugen. Dabei entstehen aber mehrere stark ausgeprägte Frequenzen gleichzeitig, während meistens nur eine von diesen erwünscht ist. Die gewünschte höhere Frequenz möglichst rein zu erzeugen, soll durch die vorliegende Erfindung erreicht werden. Diese besteht darin, daß die Bemessung der Drosseln und insbesondere das Verhältnis des die Drosseln speisenden Stromes (bzw. der entsprechenden

Amperewindungen) zu dem Sättigungsstrom (bzw. zu den zur Erreichung der Sättigung genügenden Amperewindungen) so gewählt ist, daß die Zeit, während der die Sättigung der Drossel von Null auf einen genügend großen Wert der Sättigung (Kniestelle) ansteigt, sich zur Dauer einer Viertelperiode der Grundwelle des Wechselstroms verhält wie $1:n$, wobei n die gewünschte Frequenzvervielfachung ist.

D.R.P. 406 246. Anordnung zur Frequenzsteigerung mittels mehrerer in Kaskade geschalteter statischer Transformatoren. C. Lorenz Akt.-Ges., Berlin-Tempelhof. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. Juni 1921 ab. Ausgegeben am 17. November 1924.

Bei Frequenzvervielfachung mittels mehrerer Transformatoren oder mehrerer Transformatorenpaare wird, gemäß der Erfindung, mit Höherwerden der Frequenz die Blechstärke der Transformatoren vermindert, so daß jeder Transformator und damit die gesamte Anlage mit maximalem Wirkungsgrad arbeitet. Dies ermöglicht die Wahl der Blechstärke für die einzelnen Transformatoren in Abhängigkeit von den Frequenzen und den Wirbelstromverlusten.

Schwingungserzeugung mittels Vakuumröhren.

D.R.P. 396 216. Einrichtung zur Schwingungserzeugung mit Hochvakuum-Glühkathodenröhren. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. Mai 1919 ab. Ausgegeben am 31. Mai 1924.

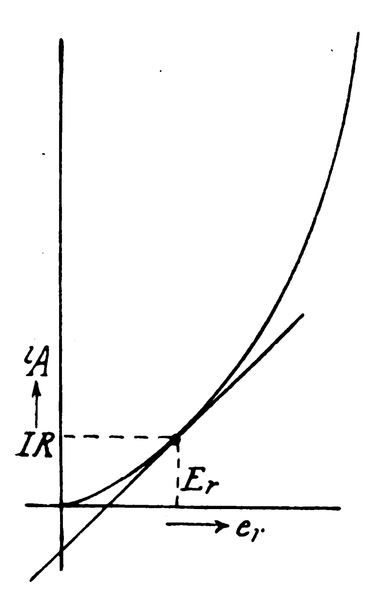


Fig. 7.

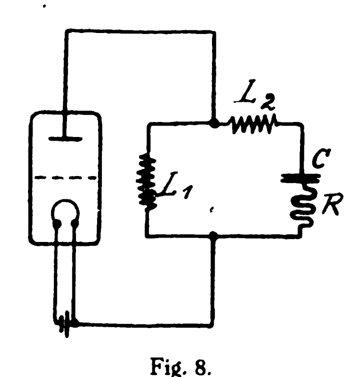


Fig. 8.

Die Einrichtung gemäß der Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß die Konstante a der Röhre (das Durchgreifen der Anodenspannung) durch Wahl der Maschenweite des Gitters sowie des Abstandes Anode-Gitter so dimensioniert wird, daß in Zusammenwirkung mit den übrigen Größen das

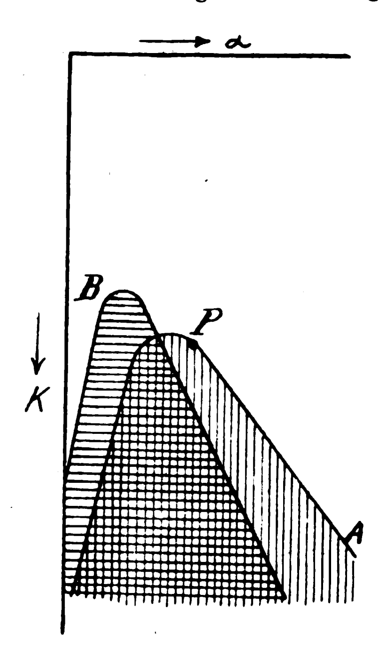


Fig. 9.

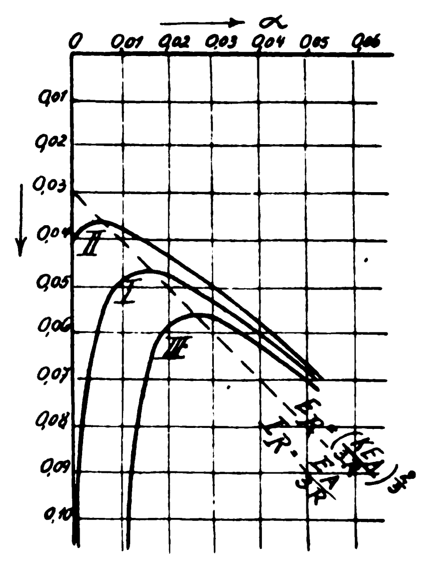


Fig. 10.

leichteste Einsetzen der Schwingungen bewirkt wird bzw. die geringste Rückkopplung nötig ist, indem

$$a = \sqrt[3]{\frac{K^2}{9 R^2 E_A}} - \frac{E_g}{E_A}$$

gemacht wird, bzw. die resultierende Spannung im Ruhezustande

$$E_R = E_g + a\, E_A = \frac{(K E_A)^{\frac{2}{3}}}{3 R}$$

gemacht wird bzw. der Ruhestrom die Größe

$$I_R = \frac{E_A}{3 R}$$

erhält. Sämtliche Optima liegen bei beliebig gewählten Gitterspannungen bei demselben Ruhestrom nach der letztgenannten Formel. Dieser Ruhestrom bietet daher besonderen Vorteil bezüglich leichten Einsetzens. Im Betriebe ist, bei voller Ausnutzung einer Röhre durch Anwendung eines wirksamen Kreiswiderstandes von der Größe

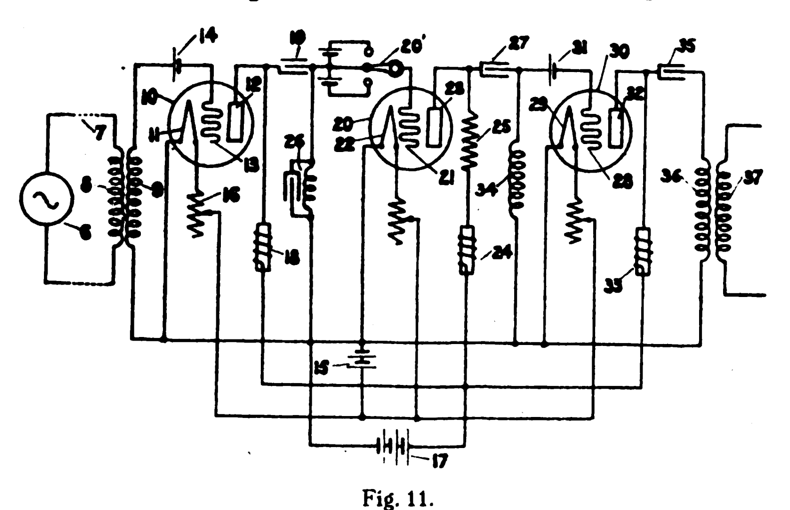
$$R = \frac{2 E_A}{I_s}$$

$\left(\text{genauer } R = \text{etwa } \frac{2 \left[E_A - E_g\right]}{I_s}\right)$ der Ruhestrom $I_R = \text{etwa } \frac{I_s}{6}$

Zur Erläuterung des Erfindungsprinzips dienen die Fig. 7—10.

D.R.P. 403 655. Einrichtung zur Erzeugung von Oberschwingungen mittels Vakuumröhre. Bell Telephone Manufacturing Company, Sociéte Anonyme in Antwerpen. Patentiert im Deutschen Reiche vom 23. Mai 1920 ab. Ausgegeben am 2. Oktober 1924.

Die Erfindung betrifft eine Vorrichtung zur Erzeugung von elektrischen Oberschwingungen einer gegebenen Grundfrequenz. Sie nutzt einmal die bekannte verzerrende Wirkung der Elektronenröhre aus, wenn auf einem Teil der Charakteristik gearbeitet wird, der den sogenannten


Fig. 11.

Sättigungsknick einschließt, und bewirkt zweitens durch Einschaltung eines hohen äußeren Widerstandes eine Veränderung der Charakteristik, die besonders geeignet zur Erzeugung der Oberwellen und wesentlich günstiger ist als eine Charakteristik ohne großen äußeren Widerstand, bei

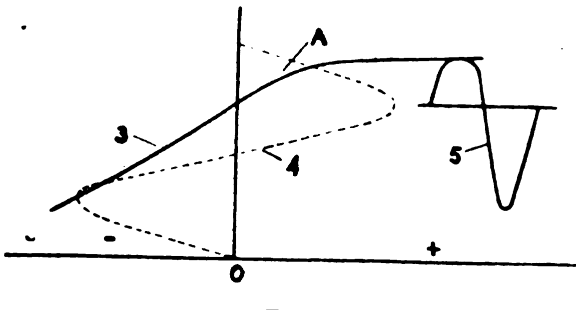


Fig. 12.

der der Sättigungsknick bekanntlich nicht besonders scharf ist. Eine gemäß der Erfindung geeignete Schaltung zeigt Fig. 11, in welcher der hohe Widerstand mit 25 bezeichnet ist. In Fig. 12 werden die Charakteristik 3 und eine Kurve 5 gezeigt, welche die Wellenform angibt, die im Anodenkreis erzeugt wird, wenn dem Gitter ein Potential von Sinusform, wie es die gestrichelte Kurve 4 zeigt, aufgedrückt wird. Es ist hieraus zu ersehen, daß der Teil der Kurve 5 unterhalb der Nullinie wesentlich sinusförmig ist, während der obere Teil stark verzerrt ist. Analysiert man die erzeugte Welle so wird man finden, daß diese sowohl gerade wie ungerade Oberschwingungen in etwa gleichem Verhältnis enthält.

D.R.P. 404 179. Anordnung für verlustfreie Schwingungserzeugung mittels elektrischer Entladungsröhren. Marconis Wireless Telegraph Co. in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 21. April 1920 ab. Ausgegeben am 14. Oktober 1924.

Durch diese Erfindung soll eine Verringerung der im Innern von Röhrensendevorrichtungen beim Betrieb auftretenden Erhitzung erzielt werden. Es hat sich herausgestellt, daß, wenn man den aus der Vorrichtung tretenden Strom derart einrichten kann, daß er ungefähr eine rechteckige Kurvenform hat, und wenn man weiter die Schwingungsweite entsprechend wählt, fast die ganze von einer Gleichstromquelle herrührende Energie mit Hilfe der gemäß dieser Erfindung getroffenen Einrichtungen außerhalb der Vorrichtung verbraucht werden kann. Nach dieser Erfindung wird

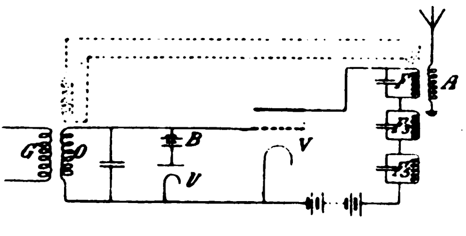
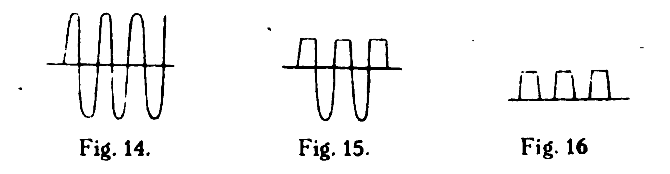


Fig. 13.

eine Steuerspannung von rechteckiger Kurvenform an eine Röhre gelegt, und es werden weiter Einrichtungen zur Vernichtung oder Aufnahme der in den höheren Harmonischen entwickelten Energie vorgesehen. Fig. 13 zeigt ein Schaltungsbeispiel nach der Erfindung. An das Gitter und an die Kathode der Röhre V ist eine Flemingröhre U von niedrigem Widerstand mit einer Batterie B gelegt, so daß, wenn die an den Stromkreis O vom Kreis G gelegte Spannung von der Gestalt der Fig. 14 ist, die Spannung zwischen Gitter und Kathode der Röhre V die Gestalt nach Fig. 15


Fig. 14. Fig. 15. Fig. 16

aufweist; da jedoch die unter der Achse dieser letzteren Kurve befindlichen Teile unwirksam sind, so wird die Gestalt des Anodenstromes die in Fig. 16 gezeigte Form annehmen. In dem Anodenkreis liegen außer dem auf die Grundfrequenz abgestimmten und mit einem Luftleiter A gekoppelten Schwingungskreis F zwei weitere Kreise F_3 und F_5, welche auf die dritte und fünfte Harmonische abgestimmt sind. An stelle des unabhängigen Erzeugerkreises kann eine Einwirkung vom Kreis F auf den Kreis O nach der in Fig. 13 mit gestrichelten Linien angedeuteten Weise hergestellt werden.

D.R.P. 404 351. Anordnung zur Schwingungserzeugung mit Entladungsröhren. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 12. Februar 1922 ab. Ausgegeben am 18. Oktober 1924. Zusatz zum Patent 304 283.

In dem Patent 304 283 ist eine besondere Schaltung zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen beschrieben worden, welche dazu dient, bei leicht veränderlichen Kreisen (z. B. schlechten Antennen) doch die ausgesandten Wellen möglichst konstant zu halten. Sie besteht darin, daß zwar die Energie hauptsächlich von dem erstgenannten Kreis verbraucht wird, daß jedoch die Wellenlänge durch ein zweites hinzugefügtes, möglichst unveränderliches System bestimmt wird. Vorliegende Erfindung gibt einen besonderen Fall an, welcher diesen obengenannten Zweck erfüllt und besteht darin, daß erstens die beiden

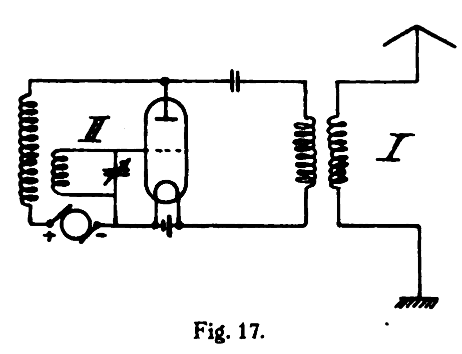


Fig. 17.

Kreise merklich gegeneinander verstimmt sind, daß zweitens die Kopplung der beiden Kreise etwas fest (also nicht extrem lose) ist, und daß drittens die Rückkopplung (bzw. irgendwelche Hilfsmittel hierfür) in einem solchen Sinne liegt, daß von den beiden möglichen Wellenlängen des gekoppelten Systems diejenige sich selbst erregt, welche in der Nähe der Eigenwelle des festen Kreises II (Fig. 17) liegt, nicht dagegen diejenige, welche in der Nähe derjenigen des veränderlichen Kreises I liegt.

D.R.P. 406 578. Schaltung bei der Erzeugung elektrischer Schwingungen durch Entladungsröhren mit Selbsterregung oder Fremderregung. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Februar 1922 ab. Ausgegeben am 21. November 1924. Zusatz zum Patent 397 863.

Das Hauptpatent 397 863 bezieht sich auf eine Schaltung für Entladungsröhren zur Schwingungserzeugung, bei welcher dem Gitter einer Kathodenröhre eine zusätzliche negative Vorspannung dadurch erteilt wird, daß man den Anodenstrom durch einen Widerstand leitet. Dieser Widerstand wird während der Tätigkeit der Röhre weder mittelbar noch unmittelbar verändert. Gegenstand vorliegender Erfindung ist es nun, daß dieser vom Anodengleichstrom durchflossene Widerstand auch selbst unveränderlich ist, z. B. in Form einer besprochenen Röhre. Er kann dabei sowohl zur Mitwirkung bei einer in gleichem Takte arbeitenden Anodenspannungsänderung dienen als auch allein veränderlich sein, um eine Gitterbeeinflussung durch Sprache, Tasten, Regulierung usw. zu bewirken. Der Vorteil dieser Schaltung gegenüber der Anordnung des Hauptpatents besteht darin, daß durch die Veränderbarkeit dieses Widerstandes stets in jenem Bereich der Röhrencharakteristik gearbeitet werden kann, in welchem für die jeweiligen Betriebsverhältnisse in bezug auf die optimale Gittervorspannung und Konstanz der Schwingungen die günstigsten Bedingungen erzielt werden können.

Verfahren zum Tasten von Kathodenschwingungserzeugern.

D.R.P. 403 869. Schaltungsanordnung und Verfahren zum Tasten von Kathodenschwingungserzeugern. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Erfinder: Dr.-Ing. Ludwig Kühn und Dr. Erich Geißler in Charlottenburg. Patentiert im Deutschen Reiche vom 25. Ianuar 1923 ab. Ausgegeben am 10. Oktober 1924.

Bei der Verwendung von gleichgerichtetem Wechselstrom aus fünfhundertperiodigen Generatoren zum Betrieb von Kathodenröhrenschwingungserzeugern, schnellt die Spannung des Generators und damit in gesteigertem Maße auch die gleichgerichtete Spannung in den Tastpausen in die Höhe. Um die hierdurch entstehenden Nachteile zu vermeiden, wird gemäß vorliegender Erfindung die Spannungserhöhung des Generators bei Entlastung auf ganz außerordentlich einfachem Wege vermittelst einer Drossel, welche

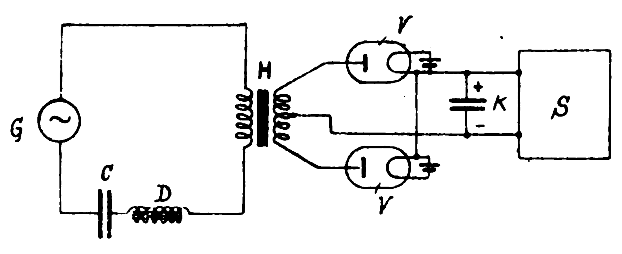


Fig. 18.

ohne irgendeine zweite Wicklung zu tragen, im Maschinenkreis liegt, aufgenommen. Die physikalische Erscheinung, die hierbei ausgenutzt wird, ist unter dem Namen Kippresonanz hinreichend bekannt (s. Phys. Zeitschr. XI. 1910, S. 448—460). Eine entsprechende Schaltung zeigt Fig. 18. Es sei zunächst angenommen, daß das Gitter des Röhrensenders geschlossen sei und dieser schwingt. Entsprechend der Energieaufnahme des Röhrensenders sei der von der Maschine gelieferte Wechselstrom gleich J_b (Fig. 19). Bei

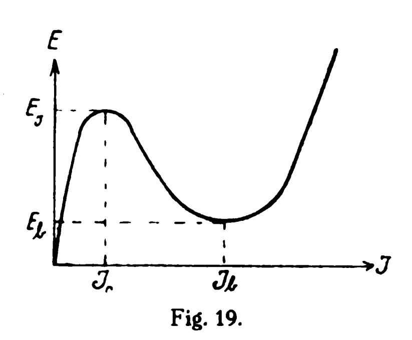


Fig. 19.

richtiger Dimensionierung der Drossel und des Kondensators ist zu erreichen, daß dieser Strom mit dem unteren Kippstrom in Fig. 19 zusammenfällt. Die an der Drossel auftretende Spannung ist dann E_b. Wird jetzt die Belastung entfernt, also z. B. das Gitter geöffnet, so geht der Strom etwa auf den Magnetisierungsstrom des Transformators J_o zurück. Wie aus der Fig. 19 ersichtlich, ist die Drosselspannung jetzt auf den weitaus größeren Wert E_o angestiegen, so daß der Spannungsanstieg des Wechselstrom-Generators teilweise ganz oder überkompensiert ist.

Funkentelegraphie.

D.R.P. 391 863. Schaltung für Funkentelegraphie mit Lichtbogen. Paul Laüt in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 11. August 1920 ab. Ausgegeben am 12. März 1924.

Der Betrieb von funkentelegraphischen Stationen mit Lichtbogenwellen erfolgt bisher in der Weise, daß das mehr oder weniger große Ändern der Sendewelle durch Änderung der Selbstinduktion der Antenne erfolgt. Hier ergibt sich der Nachteil der Kompensationswelle. Ferner ist der Gesamtwirkungsgrad des Lichtbogens schlecht, weil dieser nahezu ebensoviel Energie während des Zeichengebens verbraucht als in dem Zeitraum zwischen zwei Zeichen. Die Erfindung bezweckt nun, den Nutzeffekt der Anlage wesentlich zu verbessern, und zwar geschieht dies dadurch, daß bei einer Schaltung, bei der ein Hilfskreis ständig an den Klemmen des Lichtbogens liegt und ein Taster direkt in die Antenne eingeschaltet ist, ein durch den Taster ge-

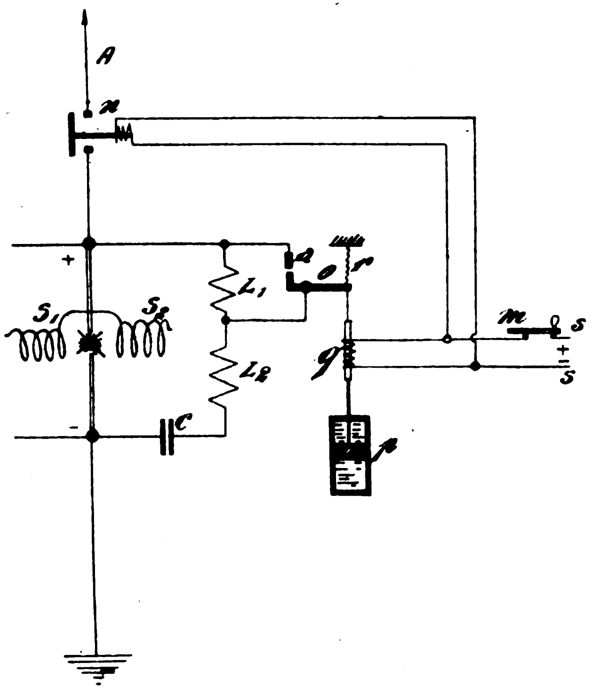


Fig. 20.

steuertes Zeitrelais auf die Konstanten (Selbstinduktion und Kapazität) des Hilfsstromkreises einwirkt. Fig. 20 zeigt nun ein Ausführungsbeispiel, bei dem das Zeitrelais auf die Selbstinduktion einwirkt. Wird der Morsetaster *m* niedergedrückt, so betätigt der Strom der Gleichstromquelle *s*—*s* die Elektromagneten *n* und *q*, so daß, wenn die Anziehung genügend lange dauert, der Kontakt *a* sich schließt. Hierdurch wird die Selbstinduktion L_1 kurzgeschlossen. Wird nun von diesem Augenblick ab der Taster in dem normalen Rhythmus des Tastens bewegt, so gestattet die Dämpfungsvorrichtung nicht, daß der Hebel in den stromlosen Augenblicken freigegeben wird, so daß der Kontakt *a* geschlossen bleibt. Während dieses Arbeitens, d. h. also während des Tastens, ist lediglich die Selbstinduktion L_2 im Hilfskreis eingeschaltet. Der Kontakt *a* kann sich erst dann öffnen, wenn der Taster genügend lange unterbrochen bleibt. In diesem Falle sind dann die Selbstinduktionen L_1 und L_2 im Hilfsstromkreis eingeschaltet.

Störbefreiung.

D.R.P. 395 438. Einrichtung zum störungsfreien Empfang in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 7. August 1920 ab. Ausgegeben am 8. Mai 1924.

Bei der Anwendung von gerichteten und ungerichteten Antennen zur Störbefreiung wurde bisher hauptsächlich auf die Erzielung einer möglichst vollkommenen kardioidenförmigen Charakteristik Wert gelegt, nicht aber genügend die notwendige Forderung berücksichtigt, daß bei beseitigten bzw. verringerten Störschwingungen die Intensität der

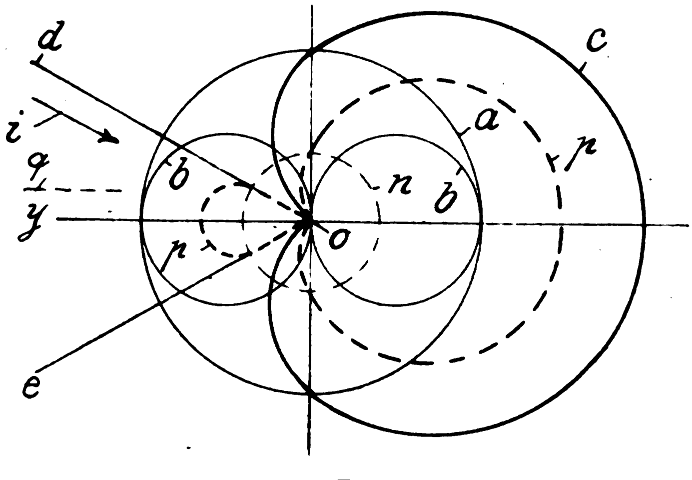


Fig. 21.

Empfangsschwingung nicht zu sehr geschwächt werden darf. Gemäß der Erfindung wird zum Empfang eine Richtempfangsanordnung benutzt, die für verschiedene Wellen eine verschiedene Form der Fernwirkungscharakteristik aufweist. In Fig. 21 ist z. B. die Kurve *a* die Charakteristik einer ungerichteten Antenne, *b* diejenige einer gerichteten Antenne. Sind die Amplitüden beider gleich, so erhält man für die Kombination die Kurve **c**, die in Richtung *o*—*y*

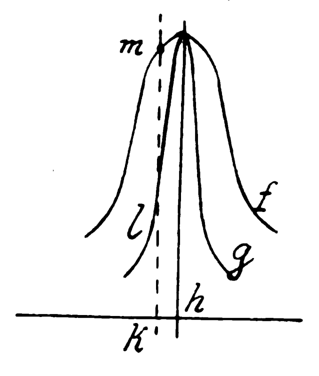


Fig. 22.

einen breiten toten Winkel *d o e* besitzt. In Fig. 22 stellen die beiden Kurven *f* und *g* den Effekt beider Antennen im Sekundärkreis dar. Für die Abstimmungswelle *h* sind die Amplitüden einander gleich, und für diese Welle findet daher kein Empfang statt, wenn die Richtung, aus der sie kommt, in dem toten Winkelraum liegt, etwa in Richtung der Pfeile *i* oder *q*. Die Antennenanordnung wird nun auf die Störwelle abgestimmt und die ganze Anordnung so getroffen, daß diese in dem toten Winkelraum liegt. Für eine andere Welle *k* (Fig. 22) erzeugt die schwachgedämpfte Antenne

im Sekundärkreis die Amplitüde $k\,l$, die starkgedämpfte dagegen die Amplitüde $k\,m$. Für die Antenne mit kleiner Dämpfung nimmt die Amplitüde rascher ab als für die mit größerer Dämpfung. Wenn also beispielsweise die ungerichtete ein kleinere Dämpfung besitzt, so wird sie für die Welle k etwa die Charakteristik des Kreises n (Fig. 21) aufweisen, während die Charakteristik der gerichteten Antenne, entsprechend $k\,m$ nicht wesentlich von der Kurve b verschieden geworden ist. In diesem Fall ergibt sich als resultierende Feldkurve die Kurve p, die nunmehr in dem Raum des toten Winkels $d\,o\,e$ eine stärkere Empfangswirkung aufweist. Wie aus der obigen Darstellung hervorgeht, ist es für den Zweck des störungsfreien Empfangs gemäß der Erfindung am vorteilhaftesten, wenn die Formen der Fernwirkungscharakteristiken für verschiedene Wellen möglichst weit voneinander abweichen.

D.R.P. 406 220. **Empfangsanordnung zur Verringerung der atmosphärischen Störungen.** Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. Februar 1922 ab. Ausgegeben am 15. November 1924.

Die Erfindung betrifft eine Empfangsanordnung zur Verringerung der atmosphärischen Störungen durch Anwendung einer Zweiwegeschaltung mittels zweier gegen die aufzunehmende Sendewelle symmetrisch ober- und unterhalb dieser Welle verstimmter Schwingungskreise. Sie kennzeichnet sich dadurch, daß die Schwingungskreise als Empfangsrahmen ausgebildet sind und die Energie einem gemeinsamen Empfangssystem in entgegengesetzter Schaltung über eine reaktionslose Kopplung zuführen, und daß ferner die beiden Rahmensysteme so angeordnet sind, daß sie sich gegenseitig nicht beeinflussen. Dieses kann bei optimaler Einstellung für den Fernempfang durch einen bestimmten gegenseitigen Abstand in bekannter Weise erreicht werden, nämlich dadurch, daß die beiden Rahmen parallel zueinander so gegeneinander verschoben werden, daß der resultierende magnetische Kraftschluß, der von dem einen Rahmen ausgeht und den anderen durchsetzt, gleich Null ist. Die Kopplung, welche durch das Arbeiten auf einen gemeinsamen dritten Kreis (Indikatorkreis) eintreten würde, kann durch Wahl entsprechender Mittel ebenfalls praktisch auf Null gebracht werden. Solche Mittel sind z. B. die sogenannten reaktionslosen Kopplungen über Kathodenröhren. Man läßt zu diesem Zweck jeden Rahmenkreis auf das Gitter einer Kathodenröhre arbeiten und die Anodenkreise der Kathodenröhre mittels aperiodischer Spulen nunmehr erst den gemeinsamen Indikatorkreis beeinflussen.

D.R.P. 406 221. **Anordnung zur Vermeidung der bei drahtlosen Empfangsstationen durch fremde Sender verursachten Störungen mittels zweier Richtantennen und einer mit beiden gekoppelten beweglichen Empfängerspule.** Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 10. Juli 1920 ab. Ausgegeben am 18. November 1924.

Die Erfindung macht ähnlich der Goniometer-Anordnung von zwei geschlossenen Richtantennen, am besten Rahmenspulen, Gebrauch, vermeidet aber eine Schwächung der Lautstärke der zu empfangenden Signale dadurch, daß die Kopplung zwischen der eigentlichen Empfangsspule und den Luftleitern so gewählt wird, daß auch bei symmetrischer Lage der sendenden Station zur Richtung der beiden Richtantennen die eine dieser beiden Antennen in der Empfangsspule einen stärkeren Strom induziert als die andere. Fig. 23 und 24 zeigen zwei Schaltungsbeispiele gemäß der Erfindung, während die Fig 25 zur Erläuterung der Wirkung dient. Um die Störung im Empfänger aufzuheben, wird die

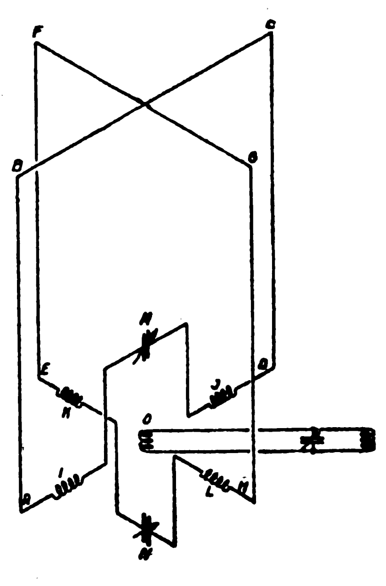


Fig. 23.

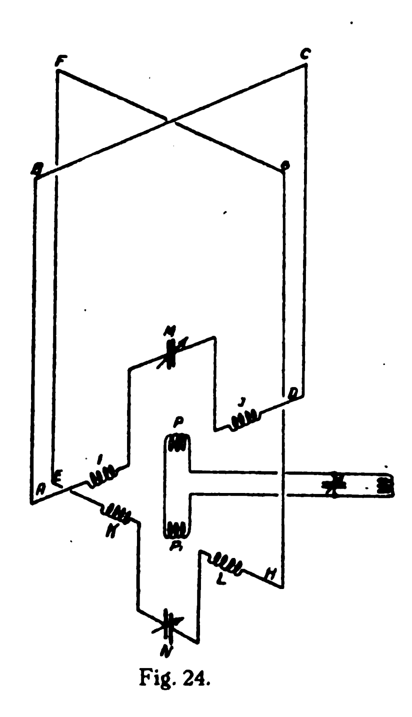


Fig. 24.

Suchspule O mit ihrer Ebene rechtwinklig zur Störungsrichtung eingestellt. Die Stärke des zu empfangenden Signals ist dann proportional sin $(\beta-\alpha)$. Wird nun gemäß der Erfindung die Kopplung der Spule O so gewählt, daß der prozentuale Anteil der aus der einen Rahmenspule aufgenommenen Leistung kleiner ist als der aus der anderen Rahmenspule aufgenommene, so daß beispielsweise die

Zahlen, die den jeweils aus einer Antenne entnommenen Anteil angeben, im Verhältnis K zueinander stehen, so kann

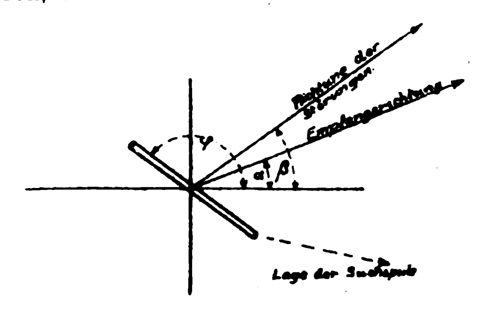


Fig. 25.

gezeigt werden, daß wenn wiederum die Spule O so gestellt wird, daß der Empfang aus der Störrichtung gleich Null wird die Stärke der zu empfangenden Signale dem Werte

$$\frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{1}{K^2}\right)\cos^2\beta}}$$

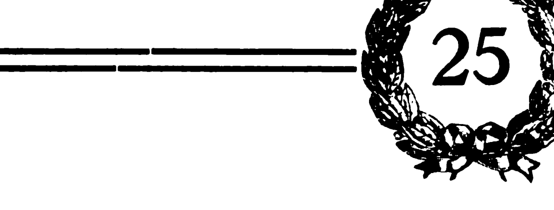
entspricht. Da der Nenner dieses Wertes immer kleiner ist als 1, so folgt, daß bei der getroffenen Anordnueg die Stärke der zu empfangenden Zeichen, wenn die Störsignale ausgeglichen sind, beträchtlich größer sein muß, als bei der Goniometer-Anordnung nach Bellini-Tosi. Wenn beispielsweise $k = 3$ und $\beta = 30^0$ ist, dann würde die Stärke des zu empfangenden Signals proportional dem Werte $\sqrt{3} \cdot \sin(\beta - \alpha)$ sein, d. h. 70 pCt. größer als bei der bekannten Anordnung.

Ernst Abbe-Gedächtnispreis für Mathematik und Physik.

Der von der Carl Zeiss-Stiftung im Jahre 1921 gelegentlich der Mathematiker- und Physiker-Tagung in Jena begründete Ernst Abbe-Gedächtnis-Preis zur Förderung der mathematischen und physikalischen Wissenschaften und deren Anwendungsgebiete, sowie die damit verbundene Ernst-Abbe-Medaille, die 1924 zum ersten Male, und zwar für das Gebiet der Mathematik zur Vergebung kommen sollten, sind von der Carl Zeiss-Stiftung dem Professor Felix Klein in Göttingen für seine mathematischen Werke zuerkannt worden. Die Verleihung erfolgte nach dem Vorschlage des zu diesem Zwecke gebildeten, aus den Herren Fricke-Braunschweig, Koebe-Jena, Weyl-Zürich bestehenden mathematischen Fachausschusses. Die Medaille ist eine Schöpfung von Professor Lehnert-Leipzig.

Im Jahre 1926 soll der Preis für das Gebiet der Physik zur Verteilung gelangen.

Originalartikel, Referate und wissenschaftliche Berichte werden gut honoriert. An Stelle des Honorars werden auch Sonderabdrucke geliefert, deren Höhe von Fall zu Fall bei Einlieferung des Manuskriptes mit der Redaktion zu vereinbaren ist.

Band 25 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 25 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[I], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Herstellung und quantitative Messung modulierter Wellen sowie der Empfang derselben mit einem Schwingungskreis.

Von **C. Kuhlmann.**

Einführung und Definition der modulierten Welle.

In der „Zeitschrift für technische Physik" Nr. 4 Jahrgang 1922 weist H. G. Möller zuerst auf den Einfluß der Aufschaukelzeit bei drahtlosem Schnellverkehr hin. Er behandelt die rechnerische Seite des Problems für verschiedene Empfangsanordnungen und bestätigt die Überlegungen durch qualitative Versuche. Eine noch größere Bedeutung als für den Schnellverkehr hat die Aufschaukelzeit einer Empfangsapparatur für Telephonie-

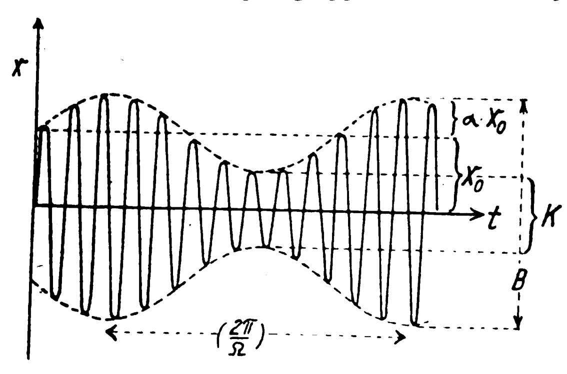


Fig. 1.

wellen, d. h. für Wellen, deren Amplitude im Takt einer Tonfrequenz schwankt. Auf Anregung von H. G. Möller wurde der Empfang von Telephoniewellen mittels Schwingungskreis, Audion und Schwingaudion untersucht. Die vorliegende Arbeit enthält einen Bericht über die Herstellung und die quantitative Messung von Telephoniewellen und behandelt die experimentelle Aufnahme derselben mit einem einfachen Schwingungskreis. Über die Messungen am Audion und Schwingaudion wird an späterer Stelle berichtet.

Eine sinusförmige Hochfrequenz-Schwingung, deren Amplitude sich im Takt einer sinusförmigen Tonschwingung ändert, wird rechnerisch dargestellt durch den Ausdruck

$$x = X_0 \sin \omega t \cdot [1 + \alpha \sin \Omega t]. \quad \text{(Fig. 1).}$$

Es ist ω = Periodenzahl (Schwingungszahl in 2π Sek.) der Hochfrequenz, Ω = Periodenzahl des modulierenden Tones. Der echte Bruch α wird mit Steuerungsfaktor[1]) bezeichnet und gibt das Verhältnis der Schwankungs-Amplitude der Schwingung zur mittleren Schwingungsamplitude X_0 an. Von den die modulierte Welle bestimmenden Stücken wurden die Tonfrequenz Ω, der Steuerungsfaktor α und die Amplitude X_0 verändert. Da für eine bestimmte Modulationsfrequenz und ein bestimmtes Dekrement des Empfangskreises die Aufschaukelzeit bei langen Wellen einen größeren Einfluß ausübt als bei kurzen, wurden sämtliche Untersuchungen mit einer langen Welle vorgenommen. Die Wellenlänge betrug $\lambda = 6000$ m, also $\omega = 3{,}14 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$.

Der Sender.

Der Telephoniesender.

Der Sender mußte zwei Forderungen genügen. Es war mit Hilfe eines schwach gedämpften Zwischenkreises möglich, vom Tongenerator einen recht gut sinusförmigen Modulationston zu erhalten. Durch diesen mußte der Telephoniesender verzerrungsfrei gesteuert werden, damit man nicht durch Obertöne störende Abweichungen im Empfänger erhielt. Zweitens durfte eine meßbare Rück-

[1]) oder auch: „Modulationsgrad" nach E. Mauz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. XXI, 1923, p. 6; „Beeinflussungsfaktor" nach E. Geißler, derselbe Jahrgang, p. 20.

wirkung auf den Sender infolge Energieentziehung durch den Empfänger nicht auftreten, da diese, zumal bei dem selektiven Empfang durch einen Schwingungskreis, in schwer übersehbarer Weise die Aussteuerung beeinflußt. Mit anderen Worten mußte die Sendeenergie so groß sein, daß bei meßbarem Empfang eine rückwirkungsfreie Koppelung angewandt werden konnte. Man hätte die Tonwirkung im Empfänger durch Vergrößerung der Sendesteuerung verstärken und damit eine losere Koppelung erreichen können. Doch würde dann selbst im Falle, daß der Sender auch bei starken Aussteuerungen verzerrungsfrei arbeitete, eine Verzerrung durch die angewandte Gleichrichtung im Empfänger auftreten. Es kamen also für die Messungen nur kleine bis mittlere Aussteuerungen in Frage, deren verzerrungsfreie Wiedergabe durch jeden Anodensteuerungssender gewährleistet wird.

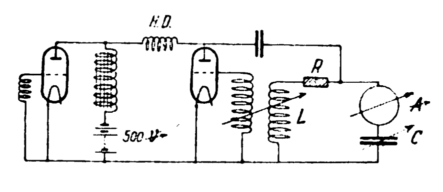


Fig. 2.

Es wurde zunächst versucht, die zweite Forderung der rückwirkungsfreien Koppelung zwischen Sender und Empfänger mit der Parallel-Schaltung Fig. 2[2]) zu erreichen. Zum Bau des Senders standen Elektronen-Röhren der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung zur Verfügung. 10 Watt-Röhren für 400 V Anodenspannung, $D = 4\%$, $R_i = 3{,}5 \cdot 10^4\ \Omega$, $S = 7 \cdot 10^{-4}$ Siemens. Das Dekrement des Hochfrequenz-Arbeitskreises betrug etwa $\frac{1}{20}$, der Selbstinduktionskoeffizient $L = 1{,}5 \cdot 10^{-3}\ H$, also bei einer Wellenlänge von 6000 m der Wechselstromwiderstand des Kreises

$$\mathfrak{R} = \frac{L}{C R} \sim 3 \cdot 10^4\ \Omega.$$

Die Dämpfung der Hochfrequenzschwingungen durch die parallel liegende Steuerröhre wird durch die Hochfrequenzdrossel (HD) herabgesetzt. Diese müßte, um 75% der bei abgeschalteter Steuerröhre erreichbaren Hochfrequenzenergie im Arbeitskreis zu erhalten, bei einem inneren Röhrenwiderstand von $3{,}5 \cdot 10^4\ \Omega$ einen Selbstinduktionskoeffizienten von etwa $0{,}3 H$ haben. Eine derartig große eisenfreie Drossel war selbst für eine Wellenlänge von 6000 m schwer herzustellen. Da auch eine Ausbeute von 75% der gestellten Anforderung nur schlecht genügt hätte, wurde die Schaltung Fig. 3[3]) angewandt, bei der nicht die Hochfrequenz-, sondern die Niederfrequenzschwingungen gedämpft sind. Abweichend von der Kühn'schen Schaltung wurde parallel der Niederfrequenzdrossel (L_n) und der Anodenbatterie zur Überbrückung der Hochfrequenz anstelle einer Kapazität ein abgestimmter Übergangskreis $C_ü\ L_ü$ gelegt dessen Kapazität so klein gewählt wurde, daß bei hinreichend großer Niederfrequenzdrossel die Spannungsschwankung $\mathfrak{E}_a$ an der Steuerröhre im wesentlichen durch den Widerstand der Hochfrequenzröhre bestimmt war. Der Übergangskreis $C_ü\ L_ü$ gestattet auch bei noch größeren Wellenlängen ohne Beeinträchtigung der Niederfrequenz eine gute Überbrückung für die Hochfrequenz zu schaffen. Es hatten die einzelnen Größen folgende Werte: $L = 1{,}5 \cdot 10^{-3} H$, $C_ü = 240$ cm, $L_ü = 4{,}2 \cdot 10^{-2} H$, $L_n = 14 H$ (mit Eisenkern; der Ohm'sche Widerstand betrug nur 180 Ohm), $E_a = 500^V$, $R_{i1} = 3{,}5 \cdot 10^4\ \Omega$, $R_{i2} = 0{,}5 \cdot R_{i1} = 1{,}75 \cdot 10^4\ \Omega$ (2 parallele Röhren). Durch Resonanzkurvenaufnahme wurde der Dämpfungsfaktor der Kombination $C_ü\ L_ü$ zu 2500 sec^{-1} festgestellt. Dann beträgt der Wechselstromwiderstand des Übergangszweiges bei Abstimmung auf die Trägerfrequenz für diese 200 Ω, für die Modulationsfrequenz $\Omega = 10^4$ sec^{-1} 900 Ω. (Erklärung folgt im 2. Abschnitt). Eine Schwächung der Anodenspannung ist praktisch vermieden.

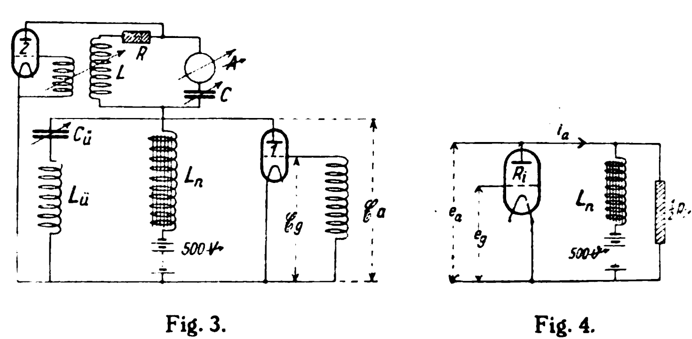


Fig. 3. Fig. 4.

Man erhält das Übersetzungsverhältnis der an das Gitter gelegten Steuerspannung $\mathfrak{E}_g$ mit Hilfe der vereinfachten Ersatzschaltung (Fig. 4). Unter Benutzung der Röhrenformeln

$$i_a = f(e_g + D e_a) \qquad D \cdot S \cdot R_i = 1$$

ergibt sich

$$d i_a = S\, d e_g + S\, D\, d e_a = S\, d e_g + \frac{d e_a}{R_i}; \quad d e_a = -\mathfrak{R}\, d i_a, \text{ wobei}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{R}} = \frac{2}{R_i} + \frac{1}{j\,\Omega L_n} = \frac{R_i + 2 j\,\Omega L_n}{R_i \cdot j\,\Omega L_n} \cdot \quad d i_a = S\, d e_g - \frac{\mathfrak{R}}{R_i}\, d i_a$$

$$d i_a = \frac{S\, d e_g}{1 + \frac{\mathfrak{R}}{R_i}} = \frac{1}{D}\, \frac{d e_g}{R_i + \mathfrak{R}} \cdot \quad d e_a = -\mathfrak{R}\, d i_a = \frac{-d e_g}{D\left(3 + \frac{R_i}{j\,\Omega L_n}\right)}$$

Da mit der Gitterspannung stets auf dem geradlinigen Teil der Röhrenkennlinie gearbeitet wurde, kann man integrieren und erhält für den absoluten Betrag der Anodenspannungsschwankung der Steuerröhre:

$$|\mathfrak{E}_a| = \frac{|\mathfrak{E}_g|}{D \cdot \sqrt{9 + \left(\frac{R_i}{\Omega L_n}\right)^2}}$$

d. h. für $\Omega = 5 \cdot 10^3$ sec^{-1}, $\Omega \cdot L_n = 7 \cdot 10^4\ \Omega$, $D = 4\,\%$

$$|\mathfrak{E}_a| = 8{,}2\, |\mathfrak{E}_g|,$$

das ist praktisch dieselbe Anodenspannungsschwankung wie sie bei $L_n = \infty$ erreicht werden würde. Die größte bei den Messungen erreichte Steuerspannung betrug etwa 20^V, demnach $|\mathfrak{E}_a| = 160^V$. Die Anodenspannung an der Hochfrequenzröhre schwankte also in diesem Falle zwischen 340 und 660^V, so daß bei linearer Abhängigkeit zwischen Anodenspannung und Schwingungskreisstrom, die für eine Überschlagsrechnung angenommen werden darf, eine Aussteuerung von 32% auftreten mußte. Mit zwei parallelen Steuerröhren war bei $|\mathfrak{E}_g| = 20^V$ nach entsprechendem Überschlag eine Aussteuerung von 48% zu erwarten. Aussteuerungen über 35% bei einer Steuerröhre zeigten Verzerrungen der Modulationskurve, die durch den Tongenerator begründet waren.

Der im Arbeitskreis bei einer Aussteuerung von 35% benutzte modulierte Strom betrug maximal 0,96 A. Die Rückkopplung mußte zur Erzielung dieser Aussteuerung eng ge-

[2]) E. Mauz, Jahrb d. drahtl. Telegr. u. Teleph. XXI, 1923, pag. 2; „Experimentelle Untersuchungen über Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung".

[3]) L. Kühn, Jahrb. d. drahtl Telegr. u. Teleph. XVIII, 1921, pag 419; „Über eine neue Methode der drahtlosen Telephonie mit Glühkathodenröhren".

zogen werden. Es betrug der Strom bei der günstigsten, loseren Rückkopplung etwa 1,5 A. Mit der Parallel-Schaltung Fig. 2 war mit ebenfalls zwei parallelen Hochfrequenzröhren und derselben Aussteuerung ein modulierter Strom von 0,63 A erreicht worden. Es wurde also mit der benutzten Schaltung eine Energiesteigerung von 50% gewonnen.

Die Überbrückungskapazität $C_ü$ in Fig. 3 war so klein gewählt, daß sie zusammen mit der Steuerdrossel eine Resonanzfrequenz außerhalb und zwar oberhalb des benutzten Tonbereichs hatte, ($C_ü = 240$ cm, $L_ü = 14\,H$, $\Omega_{res} = 1{,}7 \cdot 10^4 \text{sec}^{-1}$) damit man sicher ging, daß die bei den Messungen verwandten Modulationstöne vom Sender in gleicher Weise ausgesteuert wurden. Um das experimentell nachzuweisen, wurden einige Messungen gemacht, auf die aber erst eingegangen werden kann, nachdem der Tongenerator und die Aussteuerungs-Meßvorrichtung durchgesprochen worden sind.

Die Tonquelle.

Als Tongenerator wurde ein Röhrensender mit einer Röhre der oben erwähnten Gesellschaft in der Drei-Punkt-Schaltung verwandt; Fig. 5. Die Frequenz wurde durch Verändern der Kapazität eingestellt und mit einem Monochord gemessen, das auf die nächst niedere Oktave einer Stimmgabel von 435 Schwingungen je Sekunde abgestimmt war. Die

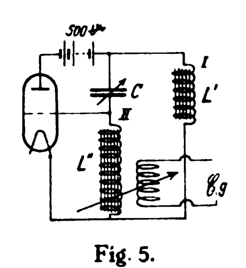


Fig. 5.

Steuerspannung $\mathfrak{E}_g$ für den Telephoniesender wurde induktiv vom Zweig II des Arbeitskreises abgenommen. Die Verteilung der Wechselstromwiderstände auf die Zweige I und II wurde so vorgenommen, daß die Oberwellen des Anodenstromes im wesentlichen durch den Zweig I gingen, also nicht in die Abnahmespule für den Telephoniesender gelangen konnten. Die Spulen hatten die Selbstinduktionskoeffizienten $L' = 2{,}5\,H$, $L'' = 7\,H$ (gemessen bei $\Omega \sim 3 \cdot 10^3 \text{sec}^{-1}$).

Die Tonkurve.

Zur Analyse der Tonschwingung und der modulierten Wellen, sowie zum Messen der Aussteuerung wurde eine Braun'sche Röhre mit rotierendem Spiegel benutzt und der Fleck elektrisch abgelenkt. Es wurden einige Tonkurven photographiert. Hierzu mußte der Motor zum rotierenden Spiegel eine für etwa eine Sekunde konstante Drehzahl haben Es wurden ein Zeiß-Tessar $F = 1:4{,}5$, 18 cm Brennweite und Jahr-Blausiegel-Platten verwandt. Die konstante Drehzahl wurde erreicht, indem ein zweiseitig versilberter Spiegel direkt auf die vertikale Achse des Motors gesetzt, die Achse mit einer schweren Schwungscheibe versehen und der Motor magnetisch gebremst wurde. Eine hinreichende Konstanz trat aber erst ein, nachdem die ungleichmäßige Reibung der mit Stauffer-Fett geschmierten technischen Lager durch ein unter Öl gehaltenes Kugellager gleichmäßiger gestaltet worden war. Dieses Lager konnte unter das untere Achsenende gesetzt werden und trug das volle Gewicht des Ankers.

Zur Aufnahme der Tonkurve wurde von der Kapazität im Zweig II die Spannung zur Braun'schen Röhre geführt. Fig. 6 zeigt eine Aufnahme bei $\Omega = 2900 \text{sec}^{-1}$. Alle Aufnahmen enthalten durch eine zweite Belichtung den abgelenkten, nicht aufgelösten leuchtenden Punkt, der auf derselben Platte photographiert wurde, um die Verzerrung

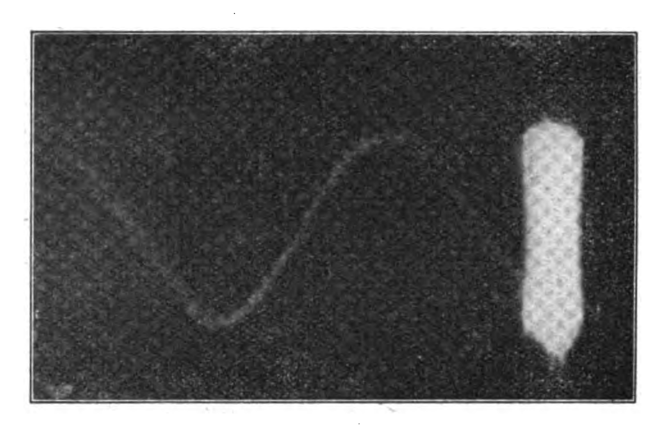


Fig. 6.

reduzieren zu können, die ensteht, wenn der aufzulösende Strich nicht parallel der Spiegelachse steht. (In Fig. 6 verwackelt.) Der Korrektionsfaktor lag unterhalb der Meßgenauigkeit. Es wurden zwei Aufnahmen ausgewertet. Für die Amplituden der Oberwellen ergab sich:

Periode	Ω	$2\,\Omega$	$3\,\Omega$	$4\,\Omega$	$5\,\Omega$
Aufnahme *a* . .	1	0,09	0,02	0,03	0,03
„ *b* . .	1	0,10	0,04	0,03	0,08
Phasenverschiebung (Aufn. *b*)	—	+ 37°	— 8°	— 35°	— 48°

Um die Amplitude der Obertöne weiter herunterzudrücken, wurde ein schwach gedämpfter Zwischenkreis mit eisenfreien Selbstinduktionen an Stelle der einfachen Abnahmespule an das Gitter der Steuerröhre gelegt, der auf die jeweilige Frequenz abgestimmt wurde. Es wurde auf Spannungsresonanz eingestellt. Hierbei trat eine Schwierigkeit auf. Die Spannung an der Kapazität C_z des Zwischenkreises betrug bei abgehängter Steuerröhre maximal etwa 100 V und sank durch Anhängen der Röhre auf $\mathfrak{E}_g = 20$ V. Für den bei den Messungen benutzten durchschnittlichen Betrag von $\mathfrak{E}_g = 10$ V war der Meßbereich des zur Verfügung stehenden von der Frequenz unabhängigen Zweifaden-Elektro-

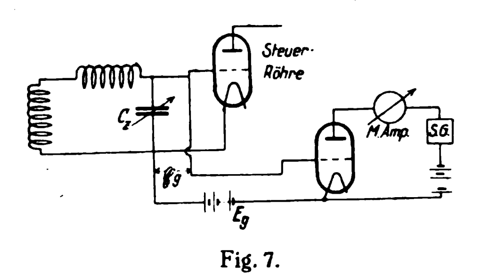


Fig. 7.

meters zu klein. Eine Resonanzeinstellung bei abgehängter Steuerröhre, die mit dem Elektrometer hätte vorgenommen werden können, hätte die Wirkung des Zwischenkreises aber illusorisch gemacht, da durch das Anschließen der Röhre der Kreis verstimmt wird. Es wurde schließlich als Meßinstrument die Empfangsschaltung benutzt, die sich mit wenigen Griffen in die Meßapparatur Fig. 7 verwandeln

ließ. Die Resonanzspannung an der Kapazität C_z wurde also durch das Anodenstrommaximum eines Röhrenvoltmeters mit negativer Vorspannung festgestellt. Man mußte, um bei den zu messenden Spannungen von durchschnittlich 10^V im empfindlichen Bereich des Röhrenvoltmeters zu liegen, negative Vorspannungen von derselben

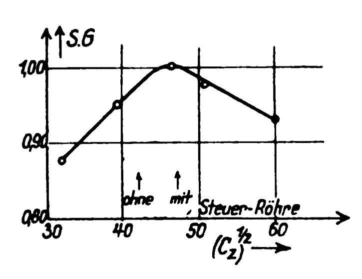


Fig. 8.

Größenordnung verwenden. Zur Prüfung der Abstimmung sei Fig. 8 aufgeführt, in der die Pfeile die nach Fig. 7 gemessenen Anodenstrommaxima andeuten. Die ausgezogene Kurve in Fig. 8 stellt die Lautstärke des Senders bei abgehängtem Röhrenvoltmeter dar. Sie wurde mit einem Saiten-Galvanometer gemessen, das im Anodenkreis eines induktiv

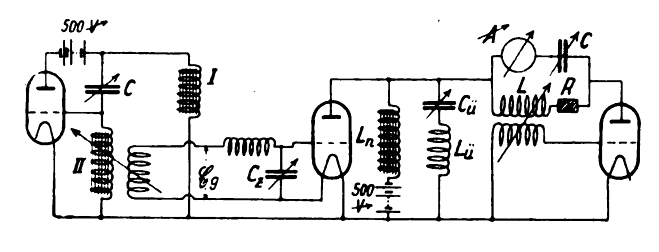


Fig. 9.

mit der Spule L des Senders (Fig. 9) gekoppelten Röhrenvoltmeters lag. Fig. 8 zeigt, daß die mittels Anodenstrommaximum festgestellte Resonanz des Zwischenkreises sich mit der in der Welle auftretenden maximalen Beeinflussung deckt und daß also das an C_z angehängte Röhrenvoltmeter ohne Einfluß ist.

Die dem Zwischenkreis von der Eisendrossel L'' des Tonsenders zugeführte Spannung wurde durch eine Spule von etwa 0,04 H induktiv abgenommen. Der Kreis enthielt je nach der Frequenz eine oder zwei eisenfreie Drosseln von 7,3 bzw. 6,8 H. Die Feinabstimmung wurde durch Verändern der Kapazität C_z vorgenommen. Um mehr als 20^V am Gitter der Steuerröhre zu erhalten, mußte die Kopplungsspule auf den Eisenkern von L'' geschoben werden. Infolge der starken Energieentziehung traten in der Tonkurve Verzerrungen auf, auf die bereits oben hingewiesen wurde.

Die Aussteuerungsmeßvorrichtung.

Zur Untersuchung der modulierten Welle und zum Messen der Aussteuerung wurde von der Arbeitskreisspule L die Ablenkungsspannung für die Braun'sche Röhre induktiv abgenommen. Die Aussteuerung wurde mit folgender Vorrichtung gemessen: Über einen Zylinder aus Pappe, in dessen Mantel ein zur Zylinderachse paralleler Schlitz angebracht war, und der im Innern eine mattierte Glühlampe enthielt, wurde drehbar ein oben geschlossener Zylinder geschoben, dessen Mantel in der abgebildeten Weise geschlitzt war (Fig. 10). Man sah an den Kreuzungsstellen der Schlitze zwei Lichtpunkte, deren Abstand durch Drehen des äußeren Zylinders verändert und an einem Zeiger über einer Skala abgelesen werden konnte. Die Höhe beider Lichtpunkte konnte durch Heben und Senken des äußeren Zylinders geändert werden. Dieser Apparat zeigte im rotierenden Spiegel zwei helle

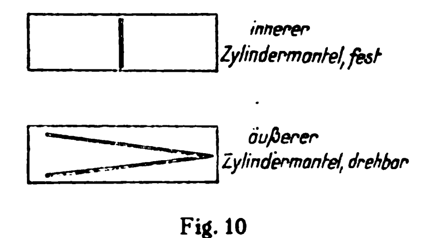


Fig. 10

horizontale Linien; er wurde durch ein Blatt schwarzes Papier so abgedeckt, daß sie nur halb in das Gesichtsfeld des rotierenden Spiegels hineinragten und das lichtschwache Bild der modulierten Welle besser beobachtet werden konnte.

Mit dieser „optischen Schublehre" wurde die Breite B bzw. K der modulierten Welle an der Bauch- bzw. Knotenstelle gemessen (siehe hierzu Fig. 1). Hieraus berechet sich die Aussteuerung zu

$$\alpha = \frac{B - K}{B + K}.$$

Sind der Schirm der Braun'schen Röhre und die leuchtenden Punkte der Aussteuerungsmeßvorrichtung von der Achse des rotierenden Spiegels gleich weit entfernt, so liegen die beiden Bilder in derselben Ebene und die Entfernung des Beobachters von der Spiegelachse ist gleichgültig. Kann man dagegen diese Bedingung nicht erfüllen, so hat man nur dafür Sorge zu tragen, daß während der Messung der Beobachtungsort unverändert bleibt. Schwankungen der Tonfrequenz während der Dauer der Messung wurden durch Drehen der Kapazität des Tonsenders kompensiert, so daß das Bild der modulierten Welle keine Bewegungen im Spiegel zeigte. Von den gemachten Aufnahmen sei eine als Beispiel in Fig. 11 aufgeführt. Sie zeigt eine modulierte Welle kleiner Energie, die mit der Parallel-Schaltung (Fig. 2) hergestellt ist; $\lambda = 6000$ m, $\Omega = 5000 \sec^{-1}$, $\alpha = 75\%$.

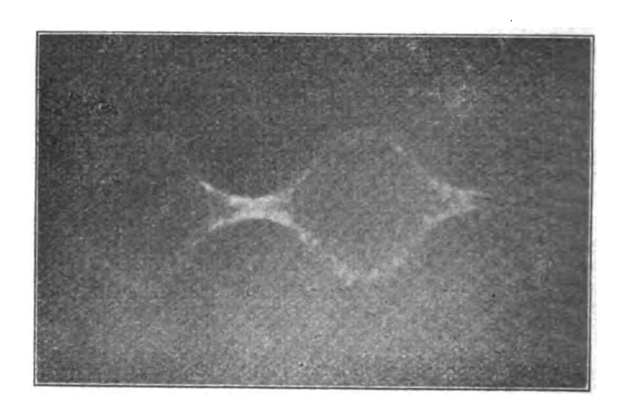


Fig. 11.

Der Beobachtungsfehler, die mittlere prozentuale Abweichung der Aussteuerungsmessungen untereinander, betrug 4%. Sie war bei kleiner Aussteuerung größer, weil dann eine ungenaue Einstellung auf die Umrandungskurve stärker ins Gewicht fiel. Kleinere Aussteuerungen als 5% hatten schätzungsweise eine mittlere prozentuale Abweichung von 15%. Bei sämtlichen Messungen wurde das Mittel aus vier Beobachtungen benutzt.

Die gesamte Sendeapparatur.

Es kann jetzt nach Besprechung der Aussteuerungsmeßvorrichtung auf die bereits erwähnte Beobachtung der Aussteuerung bei verschiedenen Tonfrequenzen eingegangen werden. Die Kopplung Tonsender-Zwischenkreis wurde bei Abstimmung von C_s (Fig. 9) stets auf gleiches $\mathfrak{E}_g$ eingestellt und die Aussteuerung im rotierenden Spiegel gemessen. Der Sender enthielt, um größere Aussteuerungen

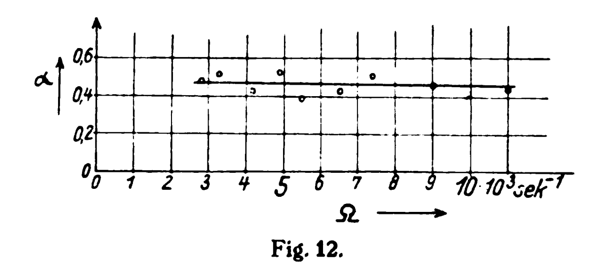


Fig. 12.

zu erreichen, nur eine Hochfrequenzröhre bei einer Steuerröhre; der mittlere Arbeitskreisstrom betrug daher nur 0,70 A. Fig. 12 zeigt das Ergebnis der Messungen. Der Sender erfüllte also die Forderung, für den wichtigsten Tonbereich modulierte Wellen großer Energie mit kleiner bis mittlerer Aussteuerung verzerrungsfrei herzustellen.

Die Empfangs-Apparatur.

Das Röhrenvoltmeter.

Um die Einwirkung der Telephoniewellen auf einen Schwingungskreis zu untersuchen, wurde dieser kapazitiv an ein Röhrenvoltmeter mit negativer Vorspannung angeschlossen, also die Spannung an der Kapazität C in Fig. 13 durch Gleichrichtung am unteren Knick der Anodenkennlinie

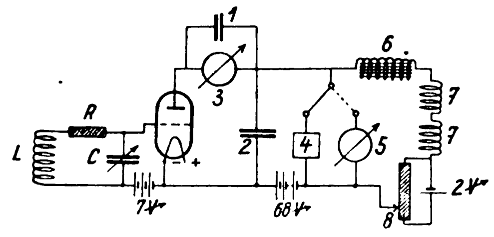


Fig. 13.

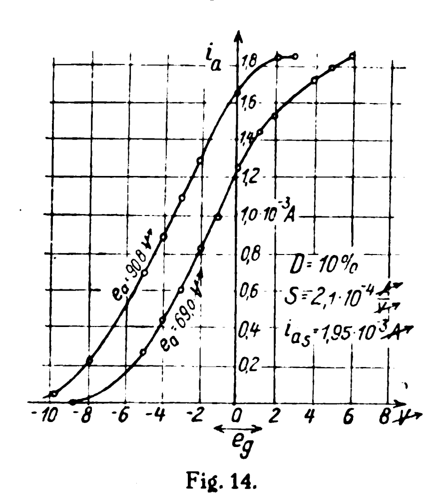


Fig. 14.

gemessen. Kennlinie der Röhre Fig. 14. Die Anodenkreiswiderstände, ein Saiten-Galvanometer (4) und ein Milli-Amperemeter (3), wurden durch zwei Kapazitäten 1 und 2 von je $4 \cdot 10^3$ cm überbrückt, da es nicht ausgeschlossen war, daß die in der Anodenleitung liegenden Drosseln Eigenfrequenzen in der Nähe der benutzten Wellenlänge hatten. Es war jetzt also die Gewähr geboten, daß der Anodenstrom den Schwankungen der Gitterspannung augenblicklich folgte, daß also Verzerrungen durch Aufschaukeln von Drossel-Kombinationen im Röhrenkreis nicht auftraten. Der mittlere Anodenstrom wurde durch Instrument 3 (150 SkT, $1\,SkT = 3 \cdot 10^{-5}$ A), der niederfrequente Wechselstrom mit dem Saitengalvanometer 4 gemessen. Um den mittleren Anodenstrom im Saitengalvanometer zu kompensieren, wurde zur Schonung dieses Instrumentes zunächst der Stromzeiger 5 (30 SkT nach jeder Stromrichtung, $1\,SkT \sim 5 \cdot 10^{-6}$ A) eingeschaltet und nach erfolgter Kompensation auf das Saitengalvanometer umgeschaltet. Es bezeichnet im übrigen:

$$L = 1{,}1 \cdot 10^{-3}\,H; \qquad C \sim 9600 \text{ cm};$$

6. Niederfrequenzdrossel mit Eisenkern ($L = 9\,H$);
7. Eisenfreie Hochfrequenzdrosseln ($L \sim 10^{-2}\,H$);
8. Induktionsfreies Potentiometer ($R = 2800\,\Omega$).

Zur Eichung des Gleichrichters wurde an Stelle des Schwingungskreises eine Spule angeschlossen, deren Kopplung L_{12} zur Senderspule nach den in der Dissertation Golz, Hamburg 1921, beschriebenen Methoden geeicht war. Fig. 15 gibt den mittleren Anodenstrom als Funktion der induzierten Gitterwechselspannung an. Eine Gittervorspannung von etwa -7^V erwies sich am günstigsten. Sie mußte stark negativ gewählt werden, so daß Elektronen nicht mehr an

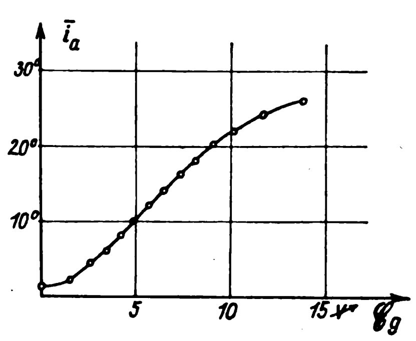


Fig 15.

das Gitter gelangen konnten, also dem Schwingungskreis im wesentlichen nur durch den Kapazitätsladestrom zum Gitter Energie entzogen wurde. Die Größe der Vorspannung wurde außerdem so bemessen, daß die von der modulierten Welle hervorgerufenen Schwankungen des mittleren Anodenstromes in einen geraden Teil der Gleichrichtereichkurve fielen. In

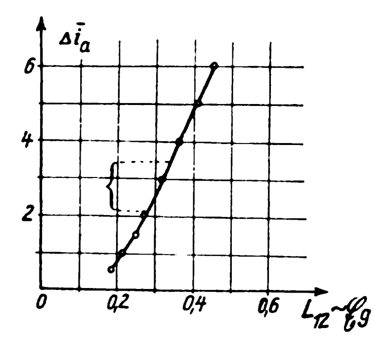


Fig. 16.

Fig. 16 ist der größte Schwankungsbereich, der bei der zugehörigen Meßreihe auftrat, eingezeichnet. Die Aussteuerung betrug 8%. Verzerrungen der Niederfrequenz kamen also nicht in Frage. Bei mittleren Aussteuerungen von 30—50% lag das Schwankungsgebiet allerdings auch in der Krümmung der Eichkurve. Es wichen dann aber, wie ein-

gangs erwähnt, die Modulationskurven wegen der Tonsenderkopplung von der Sinusform ab, die Genauigkeit der Messungen war kleiner, und eine Korrektur für die hinzutretende Abweichung durch Verzerrung infolge der Gleichrichtereichkurve erübrigte sich.

Der Niederfrequenz-Stromzeiger.

Das Saitengalvanometer war ein von Edelmann gebautes Instrument Einthovenscher Original-Konstruktion. Da sämtliche Tonmessungen mit diesem Instrument vorgenommen wurden, war eine eingehende Prüfung notwendig. Mit 3,2 A Feldstrom war man weit in der Sättigung des Magneten, konnte also ungeachtet der Schwankungen den Strom aus der Stadtleitung entnehmen. Die Saite wurde mit einem Mikroskop 150 facher Vergrößerung beobachtet. Das Gesichtsfeld umfaßte 1 mm; der Ausschlag wurde mit einem Okular-Mikrometer von 50 SkT gemessen, dessen Länge die Hälfte des Gesichtsfelds-Durchmessers betrug. Als Saite wurde Wollaston-Draht von etwa 12 cm Länge verwandt; zur Untersuchung des Instrumentes: 10 μ und 6 μ, für die Messungen: 6 μ, mit den Widerständen:

$$10\,\mu,\ R \sim 150\,\Omega; \qquad 6\,\mu,\ R \sim 500\,\Omega$$

Der Spannungskoeffizient ε des Fadens wurde durch die Ablenkung ξ mittels Gleichstrom i gemessen. Fig. 17 zeigt, daß mit wachsender Ablenkung, d. h. mit wachsendem Strom der Spannungskoeffizient des Fadens geringer wird. Eine Verzerrung durch die Optik sowie eine Inhomogenität des

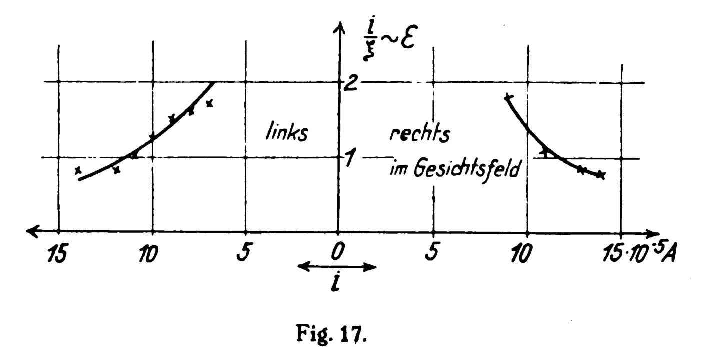


Fig. 17.

Magnetfeldes kamen als Grund nicht in Frage, da man dasselbe Ergebnis nach Verschieben des Fadens im Gesichtsfeld und nach Verschieben im Magnetfeld erhielt. Als mögliche Erklärung bleibt dann nur die Verlängerung des Fadens infolge der Stromwärme. Diese starke Temperaturabhängigkeit des Instrumentes machte sich störend bei den Messungen bemerkbar.

Theorie zum Saitengalvanometer.

Fig. 18 ist eine mit der 10 μ Saite in der Meßanordnung Fig. 19 aufgenommene Resonanzkurve; die Kurve Abb. 20a wurde mit dem 6 μ-Faden mit der Meßanordnung, Fig. 22, gemessen. Das Saitengalvanometer wurde also bei der letzten Anordnung, um den Einfluß der Oberwellen herabzusetzen und einen möglichst sinusförmigen Ton zu erhalten, in den Zwischenkreis gelegt und dieser mit dem Tonsender gekoppelt. Der Strom wurde aus der Tonfrequenz und der Spannung an der Kapazität berechnet. Als Spannungszeiger diente ein Zweifadenelektrometer. Beide Resonanzkurven zeigen dieselbe Abweichung gegen die Normalform: die linke Seite hat in gleicher Entfernung vom Resonanzpunkt wesentlich größere Ordinaten als die rechte, während die ungefähr symmetrische Kurve 20b hätte erwartet werden müssen, die aus der Eigenfrequenz $\Omega_0 = 5970\ \text{sec}^{-1}$ und dem Dämpfungsfaktor $\delta = 340\ \text{sec}^{-1}$, — aus Kurve 20a bestimmt, — nach der Gleichung

$$y = \xi_0 : \xi_{0\,res} = \frac{2\,\delta\sqrt{\Omega_0^2 - \delta^2}}{\sqrt{4\,\Omega^2\delta^2 + (\Omega_0^2 - \Omega^2)^2}}$$

errechnet wurde.

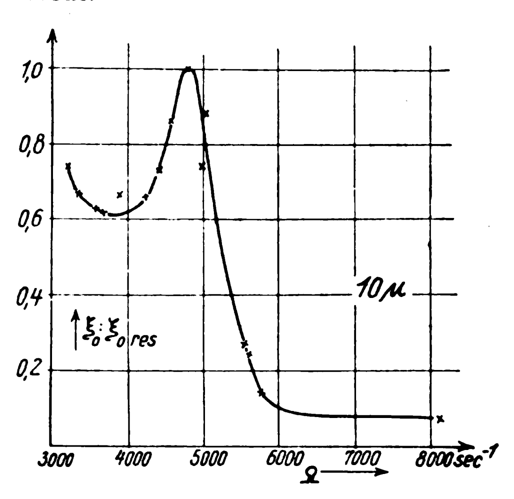


Fig. 18.

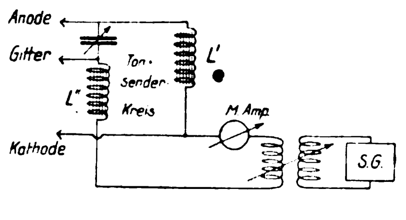


Fig. 19.

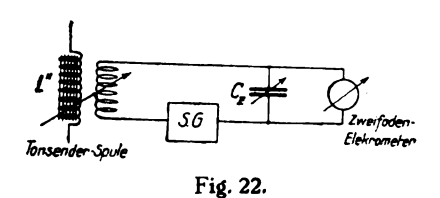


Fig. 22.

Man kann die experimentell gefundene Kurve 20a aus der berechneten 20b qualitativ mittels der Temperaturabhängigkeit ableiten. Der den Faden durchfließende Strom war für die Resonanzkurven der Größenordnung nach derselbe. Die Temperatur des Fadens wurde also im wesentlichen durch die Abkühlung und diese durch die Schwingungsamplitude bestimmt. Ist die Frequenz des Tones auf die Resonanzfrequenz des Fadens $\Omega_{res} = 5950\ \text{sec}^{-1}$ eingestellt, so wird bei Vergrößerung oder Verkleinerung der Tonfrequenz die Schwingungsamplitude kleiner, die Abkühlung schlechter, die Temperatur des Fadens höher und der Faden dadurch länger werden. Die Resonanzkurve der Saite hat sich nach kleineren Frequenzen verschoben. Um den sich einstellenden Wert zu erhalten, geht man von der Aufgabe aus, für eine gegebene Amplitude die Frequenz zu bestimmen. Hierbei soll zunächst der Einfachheit halber angenommen werden, daß die Temperatur der Saite nur von der Amplitude und nicht von der Frequenz abhängen soll. Man hat also dann jeder Amplitude eine bestimmte Spannung des Fadens und eine bestimmte Resonanzlage zuzuordnen. Es

entspreche in Fig. 21 der Amplitude J_1 bzw. J_2, J_3 eine Resonanzlage, die um $\triangle \Omega_1$ bzw. $\triangle \Omega_2$, $\triangle \Omega_3$ gegen die beobachtete J_{res} verschoben ist. Die verschobenen Resonanzkurven sind in Fig. 21 punktiert eingezeichnet. Diesen Kurven ist nun die Frequenz für die betreffenden Amplituden zu entnehmen. Man erhält unterhalb der beobachteten Resonanzfrequenz Ω_{res} größere Amplituden, oberhalb Ω_{res} kleinere, als sie der normalen Kurve entsprechen würden. Die stark ausgezogene Kurve hat in der Tat die Form der Fig. 20a.

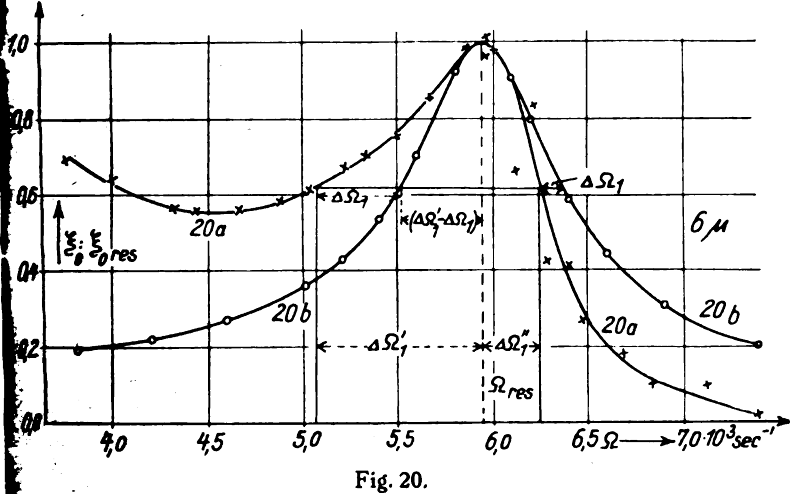


Fig. 20.

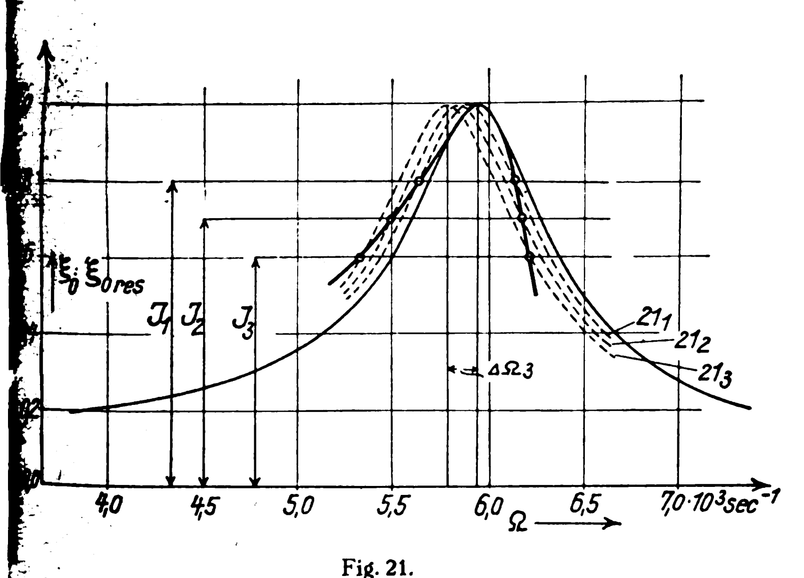


Fig. 21.

Jetzt soll die Aufgabe auch auf dem anderen Wege gelöst werden. Bei der Amplitude J_1 und der um $\triangle \Omega_1$ verschobenen Resonanzkurve ergebe sich die Tonfrequenz $\Omega_{res} - \triangle \Omega_1'$ bzw. $\Omega_{res} + \triangle \Omega_1''$. Sucht man nun zu der Frequenz $\Omega_{res} - \triangle \Omega_1'$ die Amplitude, so kann man sie aus der normalen Kurve 20*b* in Fig. 20 abgreifen, indem man als Abszisse $\Omega_{res} - \triangle \Omega_1' + \triangle \Omega_1$ wählt. Entsprechend erhält man die Amplitude für den Ton $\Omega_{res} + \triangle \Omega_1''$, wenn man aus 20*b* die Ordinate der Abszisse $\Omega_{res} + \triangle \Omega_1'' + \triangle \Omega_1$ benutzt. Es wird also bei Frequenzen oberhalb der Resonanz die Wirkung einer Verstimmung durch den Wärmeeffekt unterstützt, unterhalb der Resonanz vermindert.

Betrachet man in Fig. 20*a* gleiche Schwingungsamplituden auf verschiedenen Seiten des Resonanzpunktes, so hat man Zustände gleicher Temperaturerhöhung, also gleicher Fadenverlängerung und derselben Änderung des Spannungskoeffizienten. Es muß erwartet werden, daß der gleichen Schwingungsamplitude dieselbe Verschiebung $\triangle \Omega_1$ entspricht. In Wirklichkeit aber wächst diese unterhalb des Resonanzpunktes stärker als oberhalb.

Das kann durch die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz erklärt werden. Die stärkere Erwärmung infolge sinkender Amplitude wird auf der rechten Seite der Resonanzkurve dadurch herabgesetzt, daß die Abkühlung mit der Frequenz wächst. Dagegen unterstützen sich beide Einflüsse, wenn man die Schwingungszahl unterhalb der Resonanzfrequenz verkleinert. Die Temperatur des Fadens wird sowohl wegen der geringeren Amplitude als auch wegen der kleineren Frequenz höher. Damit ist die Unsymmetrie in der Verschiebung der experimentellen Kurve gegen die errechnete begründet. Bei noch kleineren Frequenzen als den bisher behandelten wächst die Verschiebung $\triangle \Omega_1$ der Resonanzkurve stärker als die Tonverstimmung $\triangle \Omega_1'$. Beim Aufsuchen der Schwingungsamplitude, bei der man ja in Fig. 20b die Abszisse $\Omega_{res} - \triangle \Omega_1 + \triangle \Omega_1'$ zu benutzen hatte, bewegt man sich wieder zum Resonanzpunkt zurück, hat also, wie 20*a* auch zeigt, ein Minimum zu erwarten.

An sich könnte eine Resonanzkurvenverzerrung dadurch eintreten, daß das Magnetfeld in der Saite eine elektrische Gegenkraft induziert. Diese wäre proportional der Saitengeschwindigkeit, so daß der Effekt durch die Frequenz und durch die Phasenverschiebung der Saitengeschwindigkeit gegen den ablenkenden Strom bestimmt wäre. Dieser Einfluß kommt nicht in Frage, wie folgende Überlegung zeigt:

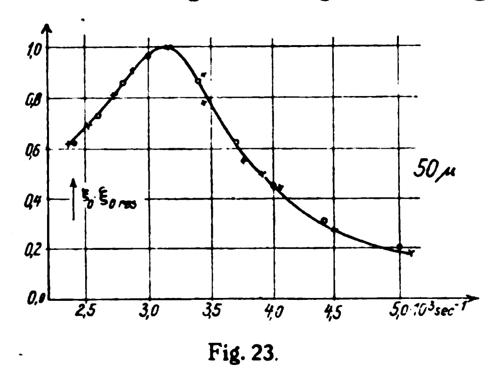


Fig. 23.

Die Resonanzkurvenverzerrung infolge der Stromwärme ist desto größer, je höher der Widerstand und je kleiner die abkühlende Oberfläche ist, d. h. die Verzerrung wächst mit der Größe des Verhältnisses ϱ der in Wärme umgesetzten Stromleistung zur Oberfläche der Saite. Bei einem Strom von 10^{-3} A (etwa 40 *SkT* Ablenkung im Gesichtsfeld) beträgt ϱ für den 6 μ Platindraht $\varrho = 2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$, für den 10 μ Platindraht $\varrho = 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$. Um nachzuweisen, daß es sich tatsächlich um den Wärmeeffekt handelt, sei die Resonanzkurve in Fig. 23 angeführt, die mit einem Kupferdraht von 50 μ, $\varrho = 7 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$, aufgenommen wurde. Die gemessenen Punkte sind als Kreuze eingezeichnet und durch die ausgezogene Kurve miteinander verbunden, die errechneten als Kreise markiert. Der Effekt ist praktisch verschwunden; wäre die Verzerrung auf einen elektrischen Effekt zurückzuführen, so hätte sie auch bei dem 50 μ Faden auftreten müssen. Damit ist die Richtigkeit der Theorie beweisen.[4])

[4]) Aus der Theorie ergibt sich die Möglichkeit, für dünne Drähte die Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Geschwindigkeiten zu bestimmen. Hierüber wird an anderer Stelle berichtet werden.

Die praktische Verwendung des Saitengalvanometers.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit der Empfangsapparatur mußte der Faden des Saitengalvanometers auf den jeweils gemessenen Ton durch Änderung der Saitenspannung in Resonanz gebracht werden. Bei der Abstimmung durch Änderung der Fadenspannung trat Folgendes auf: Es sei ε_0 die Fadenspannung, bei der das Instrument auf die Tonfrequenz abgestimmt ist. Dann wird, falls $\varepsilon > \varepsilon_0$ ist, eine Änderung von ε nur eine geringe Verschiebung der Resonanzlage des Instrumentes hervorrufen. Dagegen bewirken dieselben Änderungen eine starke Verschiebung, wenn $\varepsilon < \varepsilon_0$ ist. Die letztere kann so groß werden, daß der Faden unstetig aus der Resonanzlage herauszuspringen scheint. Dieses Verhalten läßt sich mit Hilfe der oben entwickelten Theorie ohne weiteres erklären, so daß hier nicht weiter darauf eingegangen zu werden braucht.

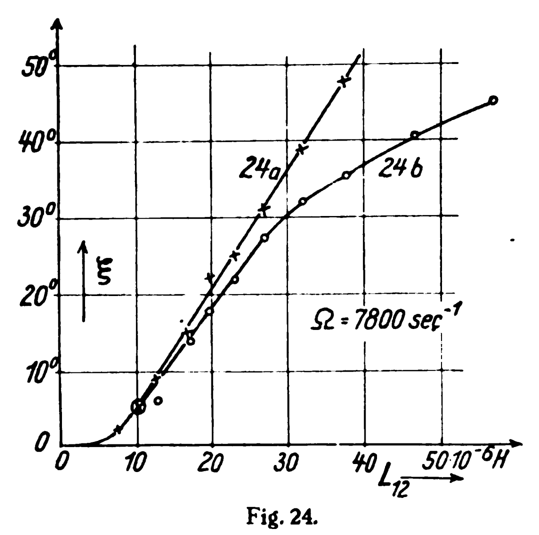


Fig. 24.

Da die Resonanzlage, wie gezeigt, auch von der Amplitude abhängig ist, wurde die Abstimmung bei jeder Ablesung vorgenommen. Auf eine absolute Eichung wurde verzichtet; es war nur die Abhängigkeit der Resonanzamplitude von Strom und von der Frequenz nachzuprüfen. Zur Untersuchung der Stromabhängigkeit wurde anstelle des Schwingungskreises in Fig. 13 die geeichte Spulenkopplung

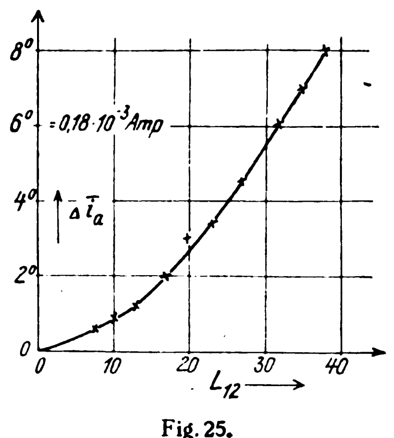


Fig. 25.

an das Röhrenvoltmeter angeschlossen. Fig. 24 enthält die durch Kopplungsänderung mit dem Saitengalvanometer aufgenommenen Werte, Fig. 25 die zugehörige Gleichrichtereichkurve. Es war $\Omega = 7{,}8 \cdot 10^3\ \mathrm{sec}^{-1}$, $a = 15\%$. $i_{SM} = 0{,}84^{\mathrm{A}}$. Bei Kurve 24*b* ist das Saitengalvanometer nur einmal, und zwar bei dem kleinsten Wert abgestimmt worden, bei 24*a* wurde der Faden bei jeder Ablesung auf Resonanz gebracht. Die Abweichung in 24*b* von der Geraden ist nach den angestellten Überlegungen eine Folge der Verschiebung der Resonanzlage der Saite durch die stärkere Erwärmung mit wachsendem Strom, d. h. mit wachsender induzierter Gitterspannung. Das Wachsen der Amplitude infolge des größeren Stromes wird also durch diese Verstimmung herabgesetzt. In Fig. 26 ist eine analoge Messung dargestellt, die unter sonst gleichen Umständen mit der Tonfrequenz $\Omega = 4200\ \mathrm{sec}^{-1}$ vorgenommen wurde. Sie ergibt bei stets neuer Abstimmung dieselbe hinreichende Proportionalität.

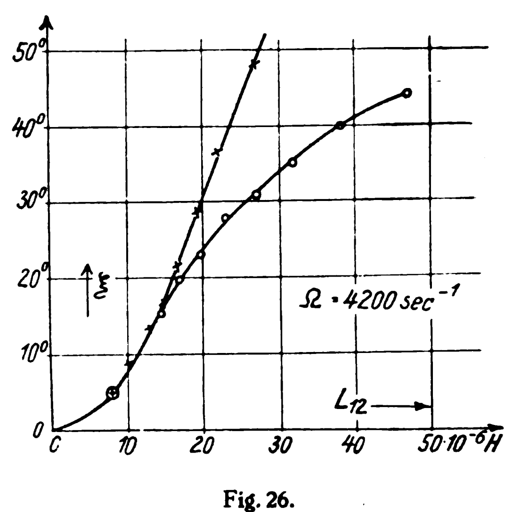


Fig. 26.

Die Abhängigkeit der Resonanzamplitude von der Frequenz zeigt Fig. 27 (Meßanordnung Fig. 19). Wie zu erwarten, hat die Kurve den Verlauf einer Hyperbel. Die geringere Empfindlichkeit bei hohen Tönen zwang dazu, bei

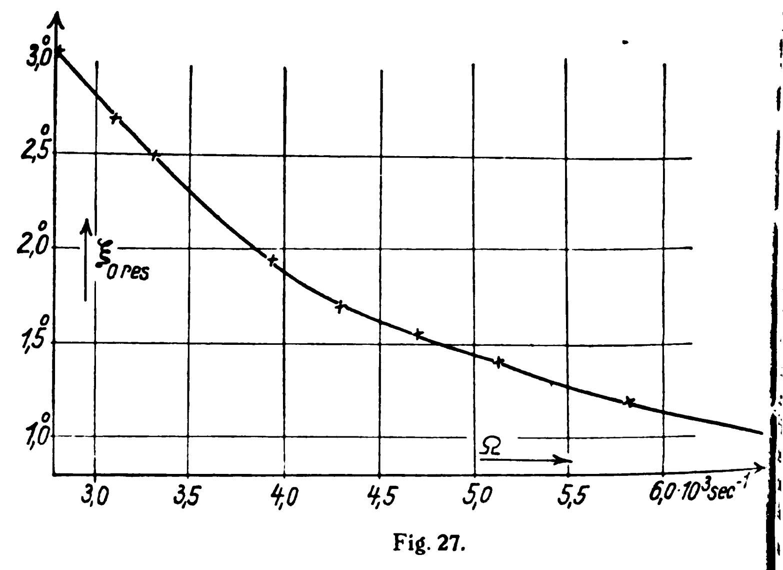


Fig. 27.

diesen mit stärkeren Aussteuerungen als bei niedrigen Frequenzen zu messen, um innerhalb des Saitengalvanometerbereichs mit derselben Kopplung der Empfangsapparaturen zum Sender arbeiten zu können. Die Empfindlichkeit betrug für den 6 μ Faden bei Abstimmung auf $\Omega = 6 \cdot 10^3\ \mathrm{sec}^{-1}$ $0{,}03 \cdot 10^{-3\,\mathrm{A}}$ je *SkT*.

Zwei allgemeine Schwierigkeiten.

Bevor mit dem Bericht der Messungen begonnen wird, sei auf die stets wiederkehrenden Schwierigkeiten der Konstanthaltung der Heizung und der Vermeidung der kapazitiven Kopplung zwischen Sender und Empfänger hingewiesen. Der für den Sender benötigte Heizstrom von 9^{A}

bei drei, bzw. 12^A^ bei vier Röhren wurde der Stadtleitung entnommen. Die Spannungsschwankungen wurden von einer 12^V Pufferbatterie mit $0{,}11\,\Omega$ innerem Widerstand aufgefangen, so daß bei einem Schaltungswiderstand von $1\,\Omega$ und Spannungsschwankungen von maximal 3 %, der Heizstrom bis auf 3 ‰ konstant gehalten werden konnte. Änderungen der Stromstärke im Arbeitskreis hielten sich im Durchschnitt für 30 Minuten unter 3%. Bei Betrieb von nur einer Röhre konnte die Batterie ohne Stadtleitung benutzt werden, und es war dann möglich, die Stromstärke im Arbeitskreis für mehrere Stunden bis auf 1% Ablesegenauigkeit unverändert zu halten. Für die Anodenspannung standen 1500^V Akkumulatoren in Sätzen von 100^V zur Verfügung, die sich in Konstanz und Leistung gut bewährten.

Für die Heizleitung des Empfängers wurde ein Widerstand mit Klemmkontakten gebaut und dieser durch einen Blechkasten gegen plötzliche Abkühlung infolge Bewegungen des Beobachters geschützt. Sämtliche Verbindungen wurden verlötet oder gut geklemmt und die mit Gleitkontakten versehenen Widerstände im Anodenkreis auf Wackeln geprüft. Die Heizstromänderung während einer Stunde wurde in Kompensations-Schaltung zu 1 ‰ gemessen. Abgesehen von der Beeinflussung durch das stetige Absinken des Heizstromes konnten Schwankungen des Anodenstromes nicht festgestellt werden. Die Ablesegenauigkeit betrug in der Kompensations-Schaltung des Anodenkreises $3 \cdot 10^{-8\,A}$. Unstetige Schwankungen des Anodenstromes hielten sich also unter 0,015 ‰. Röhrenvoltmeter-Eichkurven, die nach 4 Stunden wiederholt wurden, deckten sich innerhalb der Meßgenauigkeit. Eine derartig große Konstanz wurde z. B. für die Aufnahme der Resonanzkurven des Schwingungskreises benötigt, die mit dem Röhrenvoltmeter aufgenommen wurden und etwa 1 Stunde pro Kurve in Anspruch nahmen.

Um die kapazitive Beeinflussung des Empfängers durch den Sender herabzusetzen — (s. „Über die Herstellung kleiner Wechselspannungen von bekannter Amplitude" — Möller und Schrader, Jahrb. d. Drahtl. Telegr. und Teleph. Bd. XXII, Heft 2, Seite 56) — wurden 2 Gitter aus Kupferdrähten 40×50 cm gebaut, von denen das eine vor dem Empfangskreis, das andere vor der Senderspule aufgestellt und geerdet wurde. Der Empfangskreis wurde auf Porzellanfüße gesetzt und die Senderspule vom Empfängertisch entfernt. Der Spulenabstand bei engster Kopplung betrug 58 cm, bei größeren Senderaussteuerungen 77 cm. Vor die auf hohem Wechselpotential liegenden Teile der Senderapparatur wurde eine geerdete Zinkplatte 40×50 cm gestellt. Für die Messung des kapazitiven Einflusses wurde die Spule des Empfangskreises kurz geschlossen und der Kreis einpolig an das Gitter des Röhrenvoltmeters gelegt. Der Anodenstrom im Empfänger betrug dann

bei Senderstrom $i_{SM} = 0$ . . . . $i_{a\,0} = 27{,}8\,SkT$
$= 0{,}73^A$ ohne Gitter $i_a = 9$ „
$= 0{,}73^A$ mit 1 „ $i_a = 21{,}3$ „
$= 0{,}73^A$ „ 2 „ $i_a = 26{,}0$ „

Diese Abschirmung konnte als hinreichend angesehen werden.

Die geeichte Kopplungs-Apparatur wurde ebenfalls mit einem Abfang-Gitter versehen. Die kapazitiven Schwierigkeiten wären durch Anwendung von Rahmen-Antennen, die infolge der stärkeren Strahlung eine losere Kopplung erlaubt hätten, vermieden worden. Damit wäre aber die Empfangsapparatur Störungen leichter ausgesetzt gewesen, die u. a. von einem rotierenden Gleichrichter für die Röntgen-Apparatur des Instituts hervorgerufen wurden. Es wurden daher Zylinderspulen gewählt.

Der Schwingungskreis.

Überlegung.

Die Einwirkung einer modulierten Welle auf einen Schwingungskreis ist eingehend von G. Joos und J. Zenneck in der Zeitschrift für drahtl. Telegr. und Teleph., Bd. 22, Heft 3, Seite 93 dargestellt. Die hier folgenden Rechnungen behandeln dieselbe Frage. Sie sind trotzdem aufgeführt, um die Methode der Messungen im Zusammenhang verständlich zu machen.

Der technische Empfang von elektrischen Wellen im drahtlosen Verkehr ist wegen der geringen zur Verfügung stehenden Energie nur mit schwach gedämpften Schwingungskreisen möglich. Die Zeit, die ein Kreis zum Aufschaukeln auf die stationäre Amplitude gebraucht, wird durch die Dämpfung bestimmt. Mit kleiner werdender Dämpfung wächst die im stationären Zustand im Schwingungskreis enthaltene Energie und es wächst die Zeit, die nötig ist, um diese Energie anzusammeln. Die Aufschaukelzeit wird größer. Eine Amplitudenänderung des Senders wird durch einen Empfangskreis desto langsamer wiedergegeben, je geringer die Dämpfung ist. Die Amplituden-Schwankungen einer Telephonie-Welle werden also mit sinkender Dämpfung schwächer abgebildet, und zwar um so mehr, je schneller die Schwankungen erfolgen.

Dies wird durch folgende Überlegung bestätigt: Die von einem Sender gelieferte *E.M.K.* läßt sich zerlegen:

$$E = E_0 \cos \omega t \, [1 + a \cos \Omega t] = E_0 \cos \omega t + \frac{a}{2} E_0 \, [\cos (\omega - \Omega) t + \cos (\omega + \Omega) t].$$

Für einen Schwingungskreis gilt das Gesetz der ungestörten Superposition der Schwingungen. Die Einwirkung einer Telephoniewelle läßt sich also durch die dreier Wellen ersetzen: Der Traeger-Welle, Amplitude E_0, Frequenz ω, und zweier Verstimmungswellen, Amplitude $\frac{a}{2} E_0$, Frequenzen $\omega - \Omega$ und $\omega + \Omega$. Diese drei Wellen rufen an der Kapazität C des Empfangskreises drei sinusförmige Spannungen hervor, deren Amplituden aber infolge der verschiedenen Frequenzen durch die Resonanzkurve jetzt verzerrt sind. Nimmt man bei konstanter Stromstärke durch Verändern der Senderfrequenz eine Resonanzkurve auf, — bei sämtlichen Resonanzkurven werde die Resonanzamplitude gleich 1 gesetzt, — so ergebe die Kurve für die drei Frequenzen die Werte m_ω, $m_{\omega-\Omega}$ und $m_{\omega+\Omega}$, die kleiner oder höchstens gleich 1 sind. Man erhält also als Amplituden im Empfangskreis Beträge, die sich wie $E_0 \cdot m_\omega : \frac{a}{2} E_0 \, m_{\omega-\Omega} : \frac{a}{2} E_0 \, m_{\omega+\Omega}$ verhalten, während das Verhältnis der Amplituden im Sender

$$E_0 : \frac{a}{2} E_0 : \frac{a}{2} E_0$$

beträgt. Das Bild der im Schwingungskreis auftretenden Welle ist also gegenüber dem im Sender verzerrt. Für die Zusammensetzung der beiden Verstimmungs-Amplituden im Empfänger zum Schwebungston ist die kleinere Ordinate maßgebend. Dies konnte experimentell bestätigt werden. Die Restamplitude der größeren Ordinate läuft leer nebenher und gibt eventuell mit der Traeger-Welle zu Schwebungen der halben Modulationsfrequenz Veranlassung. Hierauf wird bei den betreffenden Messungen noch hingewiesen. Im folgenden wird also stets mit der kleineren Verstimmungsamplitude gerechnet. Es sei diejenige der Frequenz $\omega - \Omega$.

Sind E_0 und $\frac{a}{2} E_0$ die Traeger- und Verstimmungs-Amplitude des Senders, $K E_0 m\omega$ und $K \cdot \frac{a}{2} E_0 m\omega - \Omega$ diejenigen des Empfängers, so gilt also stets von dem Verhältnis beider:

$$\frac{K \frac{a}{2} E_0 m_{\omega - \Omega}}{K E_0 m_\omega} \leq \frac{\frac{a}{2} E_0}{E_0}, \qquad \frac{m_{\omega - \Omega}}{m_\omega} \leq 1.$$

Für *lim* $\Omega = 0$ wird $m_{\omega-\Omega} = m_\omega$, es tritt gegenüber der Sender-Welle keine Verzerrung auf; die Abbildung ist verzerrungsfrei. Der Ausdruck $\frac{m_{\omega - \Omega}}{m_\omega}$, d. i. die auf $a = 100\%$ bezogene Empfangskreis-Aussteuerung, nämlich das Verhältnis der Verstimmungs-Ordinate bei $a = 1$ zur Traeger-Ordinate, gibt die Verzerrung durch den Empfangskreis an, und sei mit Verzerrungsfaktor bezeichnet. Die Messungen werden zeigen, daß weitere Verzerrungen bei Empfang mit einem Schwingungskreis nicht auftreten.

Bei dieser Gelegenheit darf vielleicht eingeschoben werden, daß eine mit dem Ton Ω modulierte Welle mit $a = 100\%$ Aussteuerung nicht verglichen werden darf mit einer Schwebungswelle, die durch Zusammenwirken zweier nicht modulierter Wellen mit dem Frequenzunterschied Ω entsteht. Bei der modulierten Welle (Fig. 1) sind obere und untere Umrandungskurve sin-Funktionen, die durch die mittlere Gerade, die Nullinie der Welle, voneinander getrennt sind. Die Achsen der Sinuskurven sind gleich weit von der Nullinie der Welle entfernt. Die Phasenverschiebung dieser beiden Umrandungskurven beträgt, wenn man als Maximum die größte Entfernung der Umrandungskurven von der Nullinie ansieht, $\psi = 0$. Die Schwebungswelle dagegen wird durch zwei sin-Funktionen halber Frequenz umrandet, die für dieselbe Achse, das ist hier die Nullinie der Welle konstruiert sind und um $\varphi = \frac{\pi}{2}$ gegeneinander phasenverschoben sind.

Bei ein und derselben Resonanzlage des Empfangskreises und demselben Modulationston werden für verschiedene Dämpfungen, d. h. für verschiedene Resonanzkurven, die Werte $m_{\omega - \Omega}$ wechselnde Beträge haben. Stellt man die Kopplung zwischen Sender und Empfänger so ein, daß eine nicht modulierte Welle mit der Resonanzfrequenz des Schwingungskreises bei den verschiedenen Dämpfungen dieselbe Spannung an der Kapazität hervorruft, — das entspricht einer Reduktion der Resonanzkurven auf den Wert 1 und hat nur für die vorliegenden Messungen Interesse, — so müssen sich die Tonstärken verhalten wie die entsprechenden Werte $m_{\omega - \Omega}$.

Die Messungen am Schwingungskreis wurden zunächst bei Abstimmung auf die Traeger-Frequenz vorgenommen, die, wie eingangs erwähnt, für alle Untersuchungen etwa $3 \cdot 10^6 \sec^{-1}$ betrug. Bei einer bestimmten modulierten Welle wurde die Tonstärke, — d. h. die Amplitude der Frequenz $\omega - \Omega$, — im Empfänger für verschiedene Dämpfungen gemessen, wobei für jede Dämpfung die Kopplung zum Sender so eingestellt wurde, daß der von der Traeger-Welle hervorgerufene Spannungswert an der Kapazität stets derselbe war. Dann mußte sich die Tonstärke bei den verschiedenen Dämpfungen verhalten wie die Ordinaten der Resonanzkurven entsprechender Dämpfungen im Abstande Ω vom Resonanzpunkt. Die Messung wurde für Modulationstöne zwischen $\Omega = 2600 \sec^{-1}$ und $\Omega = 9200 \sec^{-1}$ und für kleine bis mittlere Aussteuerungen vorgenommen.

Rechnung.

Zur rechnerischen Behandlung werden folgende Abkürzungen benutzt:

Empfangskreis:

Selbstinduktion L, Kapazität C, dämpfender Gesamtwiderstand R; mittlere Traeger-Spannung an der Kapazität V_{ET}, mittlere Verstimmungsspannung V_{EV}.

Sender:

Der modulierte Strom

$$i_{SM} = \sqrt{2} \cdot J_{SM}{}^0 \cos \omega t \, [1 + a \cos \Omega t].$$

Mittlerer modulierter Strom

$$J_{SM} = \frac{\Omega}{2\pi} \cdot \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} |i_{SM}| \, dt.$$

Mit einer Vernachlässigung von weniger als $1{,}5\%$ für $\omega = 3{,}5 \cdot 10^5 \sec^{-1}$ und den praktisch in Frage kommenden Tonbereich gilt

$$J_{SM} = J_{SM}{}^0 \cdot \sqrt{1 + \frac{a^2}{2}}.$$

bei $a = 0$ Senderstrom $i_{SH} = J_{SH} \cos \omega t$.

Sender-Empfänger-Kopplung:

Koeffizient der gegenseitigen Induktion L_{12}.

Bei Abstimmung auf Traeger-Frequenz ergibt sich

$$V_{ET} = \frac{L_{12}}{C} \cdot \frac{J_{SM}{}^0}{R}$$

$$V_{EV} = \frac{a}{2} \frac{L_{12}}{C} \frac{J_{SM}{}^0}{\sqrt{R^2 + \left[(\omega - \Omega) L - \frac{1}{(\omega - \Omega) C}\right]^2}}$$

Mit kleiner werdender Dämpfung steigt also der Betrag V_{EV} der Schwebungen. Die Aussteuerung β im Empfangskreis ist

$$\beta = \frac{V_{EV}}{V_{ET}} = \frac{a}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{R^2}\left[(\omega - \Omega) L - \frac{1}{(\omega - \Omega) C}\right]^2}}$$

Die Aussteuerung wird also mit sinkender Dämpfung kleiner. Aussteuerung β und absoluter Schwebungswert werden desto kleiner, je höher der Ton ist.

Die Tonstärke ist durch die Verstimmungsamplitude

$$V_{EV} = \frac{a}{2} \cdot \frac{L_{12}}{C} \cdot \frac{J_{SM}{}^0}{\sqrt{R^2 + \left[(\omega - \Omega) L - \frac{1}{(\omega - \Omega) C}\right]^2}}$$

bestimmt. Sie wurde, wie oben erwähnt ist, für verschiedene Widerstände R gemessen, indem a und $J_{SM}{}^0$ konstant gehalten und L_{12} so eingestellt wurde, daß stets dieselbe Spannung V_{ET} an der Kapazität hervorgerufen wurde. Also

$$L_{12} = \frac{V_{ET} \cdot CR}{J_{SM}{}^0} \text{ eingesetzt,}$$

$$V_{EV} = \frac{a}{2} V_{ET} \cdot \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left[(\omega - \Omega) L - \frac{1}{(\omega - \Omega) C}\right]^2}}$$

Der Quotient im Ausdruck für V_{EV} stellt den Betrag der Resonanzkurven-Ordinate im Abstande Ω vom Resonanzpunkt dar. Das Verhältnis y zweier V_{EV} Werte für verschiedene Widerstände R bei derselben Telephoniewelle

$$y = \frac{V_{EV}}{V_{EV^1}} = \frac{R}{R_1} \cdot \frac{\sqrt{R_1{}^2 + \left[(\omega - \Omega) L - \frac{1}{(\omega - \Omega) C}\right]^2}}{\sqrt{R^2 + \left[(\omega - \Omega) L - \frac{1}{(\omega - \Omega) C}\right]^2}}$$

ist gleich dem Verhältnis der Resonanzkurven-Ordinaten für verschiedene Dämpfungen im gleichen Abstande Ω vom Resonanzpunkt und von der Aussteuerung und Sendestromstärke unabhängig und bei verschiedenen Telephoniewellen unabhängig von dem V_{EV} Wert nur eine Funktion des Modulations-Tones.

Diese Methode ist also geeignet, auf einfache Art die Verhältnisse am Schwingungskreis experimentell bei Veränderung von a und Ω zu prüfen und zugleich die gesamte Apparatur auf Fehler zu untersuchen.

Die Messungen bei Resonanz.

Es wurden 5 verschiedene Dämpfungen des Schwingungskreises benutzt. Als $V_{EV}{}^1$ wurde bei den Tonmessungen diejenige stärkster Dämpfung gewählt. Die Aufnahme der Resonanzkurven geschah in der Empfangs-Schaltung mit dem Röhrenvoltmeter. Vor und nach jeder Messreihe wurde

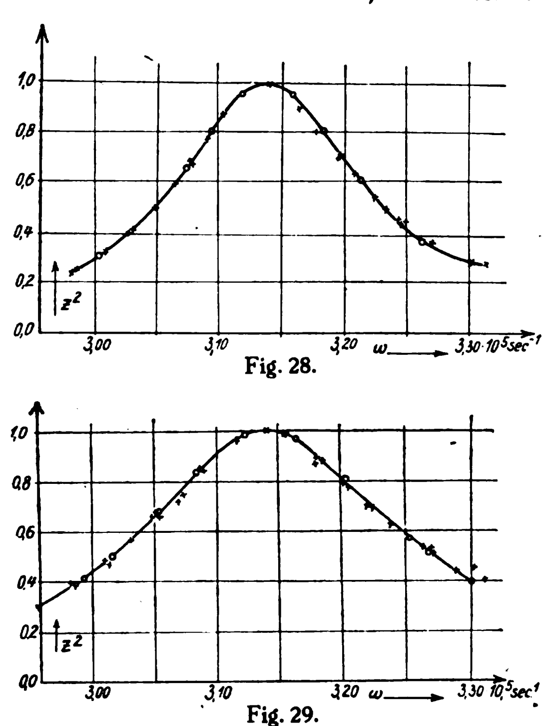


Fig. 28.

Fig. 29.

eine Röhrenvoltmeter-Eichkurve aufgenommen. In Fig. 28 bis 32 sind die Quadrate der Resonanzkurve aufgetragen. Es sind die gemessenen Punkte gekreuzt, die aus dem Dämpfungsfaktor, der halben Breite der Quadratkurve, berechneten Punkte durch Kreise eingezeichnet. Zur endgültigen Konstruktion der Kurve wurden beide verwertet. Die Dämpfungsdekremente berechnen sich zu (Bezeichnung des Widerstandes R, Dämpfungsdekrement d)

R:	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5
Fig.:	28	29	30	31	32
d:	0,25	0,185	0,139	0,067	0,038

Aus den Figuren wurde dann das Verhältnis $y^2 = z^2 : z_1{}^2$ (z_1-Werte aus Fig. 28 entnommen), d. i. das Verhältnis der Ordinaten im gleichen Abstande $\Delta\omega = \omega_{res} - \omega = \Omega$ vom Resonanzpunkt zu derjenigen stärkster Dämpfung, entnommen und in Fig. 33—36 (in Fig. 36 Kurve 36a) der Wert y als Funktion der Telephonieverstimmung $\Delta\omega = \Omega$ durch die ausgezogene Kurve eingetragen. y gibt also das Verhältnis der Verstimmungsamplitude V_{EV} zu derjenigen $V_{EV}{}^1$ bei $R = R_1$ an. Die gekreuzten Werte zeigen die Meßresultate, das sind die mit dem Saitengalvanometer ($S. G.$) bei den verschiedenen Dämpfungen erhaltenen Tonstärken, dividiert durch diejenige bei dem Widerstand R_1

Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit und um Aenderungen der gesamten Apparatur zu eliminieren, wurden die Messungen 2 mal vorgenommen: zunächst vom größten Dekrement zum kleinsten gehend und dann in umgekehrter

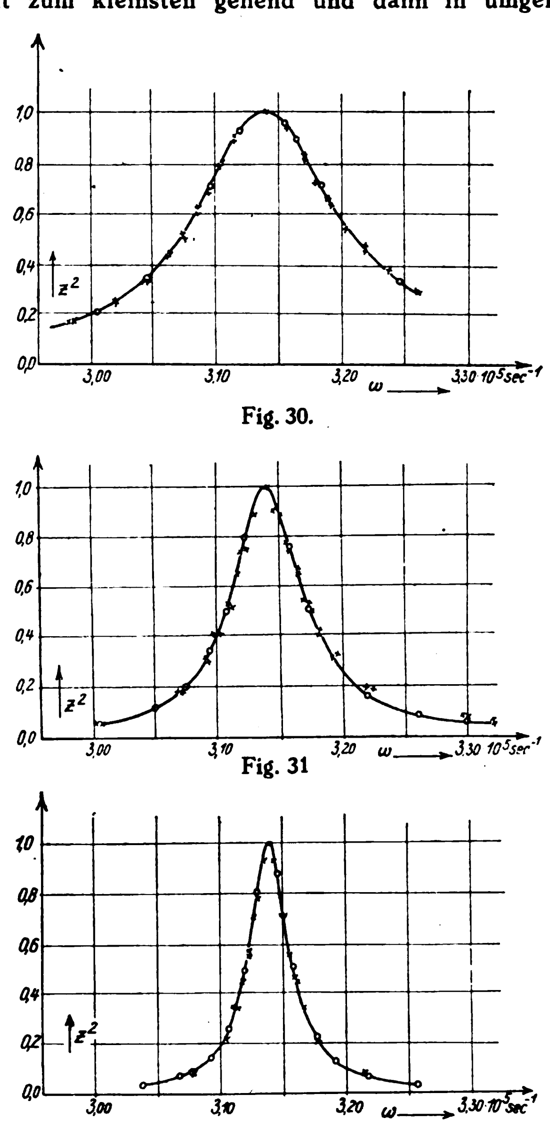


Fig. 30.

Fig. 31

Fig. 32.

Reihenfolge. Das Mittel wurde in die Diagramme eingetragen. Abgesehen von Fig. 36a werden die Ueberlegungen am Schwingungskreis durch die Messungen vollkommen bestätigt.

Erklärung der Abweichungen.

Die einseitige Abweichung der Messungen bei dem kleinsten Dekrement $d = 0{,}038$ bedurfte der Erklärung. Ein Fehler in der Abstimmung des Schwingungskreises auf Resonanz konnte nicht vorliegen. Diese wurde durch Verändern der Kapazität des Empfangskreises vorgenommen. Das Anodenstrommaximum wurde mit einem Drehspulgalvanometer (200 SkT, 1 SkT $= 1{,}3 \cdot 10^{-7}$ A) in Kompensations-Schaltung festgestellt. Die Abstimmung wurde für jede Dämpfung vorgenommen und die sich ergebenden Kapazitätswerte bei den Messungen eingestellt. Es ergab sich schließlich, daß die Abweichungen auf Gitterstrom in der Empfangsröhre zurückzuführen seien. Die Röhre wirkt auf den Schwingungskreis wie ein der Kapazität paralleler Widerstand, dessen Größe der Gitterspannung umgekehrt proportional ist. Die Dämpfung des Kreises durch diesen sinkt also mit loserer Kopplung zwischen Sender und Empfänger.

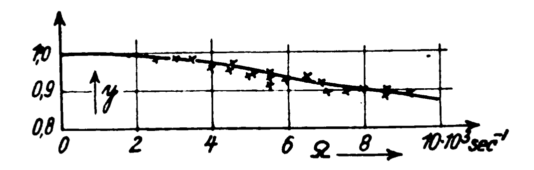


Fig. 33.
$y = \frac{S. G. \text{ Ablesung bei } R_2}{S. G. \text{ Ablesung bei } R_1}$

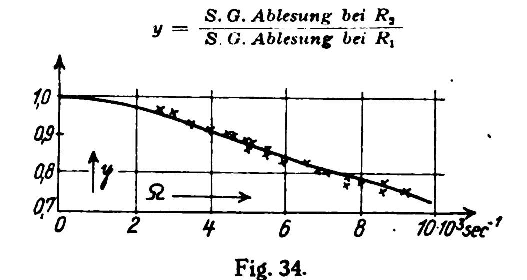


Fig. 34.
$y = \frac{S. G. \text{ Ablesung bei } R_3}{S. G. \text{ Ablesung bei } R_1}$

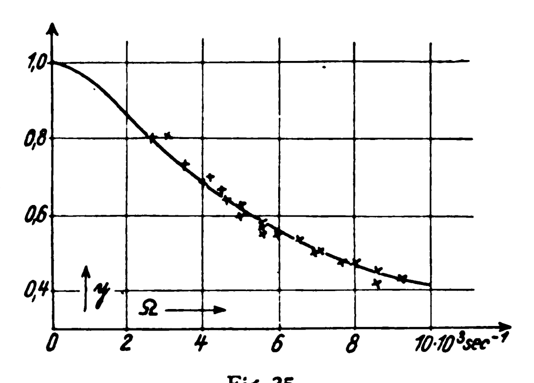


Fig. 35.
$y = \frac{S. G. \text{ Ablesung bei } R_4}{S. G. \text{ Ablesung bei } R_1}$

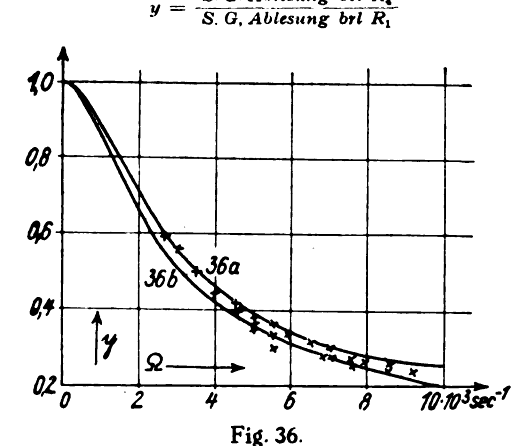


Fig. 36.
$y = \frac{S. G. \text{ Ablesung bei } R_5}{S. G. \text{ Ablesung bei } R_1}$

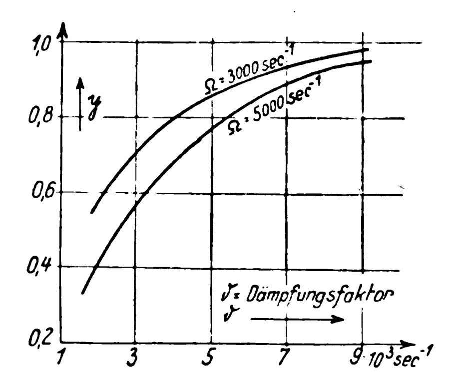


Fig. 37.

Eine bei extrem loser Kopplung mit dem Röhrenvoltmeter aufgenommene Resonanzkurve (Fig. 36 b), — Spulenentfernung 1,45 m, Empfangsspule um 60° aus der parallelen Lage gedreht, Anodenstrom bei Resonanz $25 \cdot 10^{-6}$ A (Meßinstr. s. oben) gegen $290 \cdot 10^{-6}$ A bei der Kurve Fig. 32, — ergab einen Dämpfungsfaktor von 1700 sec^{-1} gegen 1900 sec^{-1} der ersten Kurve. Die bei den Messungen benutzte Kopplung lag zwischen denen der Resonanzkurvenaufnahmen. Hiermit stimmen die Ergebnisse gut überein. In Fig. 37 sind aus Fig. 33—36 die Ordinaten der ausgezogenen Kurven für die Abszissenpunkte $\Omega = 3000$ sec^{-1} und $\Omega = 5000$ sec^{-1} als Funktion des Dämpfungsfaktors aufgetragen. Aus der großen Steilheit der Kurve bei kleinen Dämpfungen läßt sich die Streuung der gemessenen Punkte in Fig. 36 erklären.

Messungen bei verschiedener Aussteuerung.

Um nachzuweisen, daß die Aussteuerung, abgesehen von den bereits erwähnten Verzerrungen, — die Verzerrungen werden infolge der Selektivität des Saitengalvanometers noch verkleinert, — auf die Messungen ohne Einfluß ist, wurden für die Frequenzen $\Omega = 3000$, 5000 und 7000 sek^{-1} Messungen bei verschiedenen Aussteuerungen vorgenommen und in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Als „berechnet" sind die den ausgezogenen Kurven Fig. 33—36 entnommenen Werte bezeichnet, wobei für die geringste Dämpfung beide Kurven angeführt sind.

S. G. Messung bei: / S. G. Messung bei:	R_2/R_1	R_3/R_1	R_4/R_1	R_5/R_1
$\Omega = 3040$ sec^{-1}				untere — obere Kurve 36
berechnet	0,982	0,945	0,765	0.50 — 0.55
gemessen bei $a = 5\%$	0,976	0,951	0,757	0,552
$= 7\%$	0,980	0,954	0.777	0,544
$= 14\%$	0,995	0,951	0,737	0,533
$= 43\%$	0,970	0,935	0,770	0,528
$\Omega = 5030$ sec^{-1}				
berechnet	0,948	0,879	0,607	0,36—0,39
gemessen bei $a = 6\%$	0,950	0,835	0,573	0,332
$= 12\%$	0,951	0,870	0,609	0,349
$= 23\%$	0,945	0,883	0,630	0,378
$= 31\%$	0,932	0,868	0,597	0,350
$\Omega = 7010$ sec^{-1}				
berechnet	0,913	0,817	0,508	0,28 — 0,31
gemessen bei $a = 8\%$	0,898	0,777	0,473	0,286
$= 11\%$	0,887	0,800	0,500	0,272
$= 22\%$	0,920	0,811	0,504	0,277

Es ist ein Einfluß der Aussteuerung auf die Messungen nicht festzustellen.

Messungen bei Verstimmung.

Die Untersuchung des Schwingungskreises bei Verstimmung wurde vorgenommen, um experimentell zu bestätigen, daß für die Zusammensetzung der Verstimmungsfrequenzen zu Schwebungen stets die kleinere Amplitude ausschlaggebend ist. Die Methode der Messungen blieb unverändert. Der Kreis wurde zunächst auf $\lambda = 6000$ m abgestimmt und mit nicht moduliertem Hochfrequenzstrom die Kopplungen gleicher Ausschläge am Röhrenvoltmeter für die fünf verschiedenen Dämpfungen festgelegt. Sodann wurde

der Sender verstimmt, und zwar wurde die Periodenzahl $\omega = 3{,}14 \cdot 10^5\ sec^{-1}$ um 2300 sec^{-1} vergrößert und die Ablesungen am Saitengalvanometer vorgenommen. Die Periodenänderung des Senders wurde durch Interpolation an der Sender-Kapazität gemessen. Man lag dann mit der Frequenz ω um $\Delta\omega = 2300\ sec^{-1}$ gegen den Resonanzpunkt ω_e des Schwingungskreises nach größeren Frequenzen verschoben; die Verstimmungsfrequenzen hatten die Werte $\omega_e + \Delta\omega - \Omega$ und $\omega_e + \Delta\omega + \Omega$; die letztere liegt vom Resonanzpunkt weiter entfernt, hat also die kleinere Amplitude und ist daher für die Lautstärke maßgebend. Um die Messungen in die bisher benutzten Diagramme eintragen zu können, muß also zu der Modulationsfrequenz die Verstimmung $\Delta\omega$ addiert werden. Fig. 38—41 zeigen das Ergebnis. Es sind wieder die ausgezogenen Kurven berechnet, die Punkte gemessen.

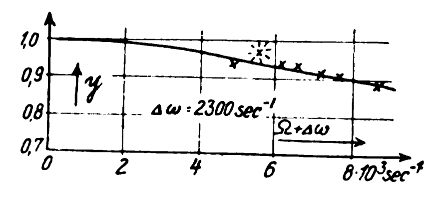


Fig. 38

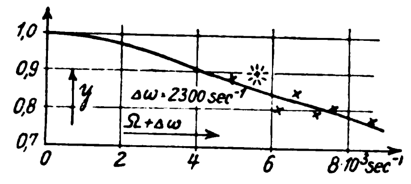


Fig. 39.

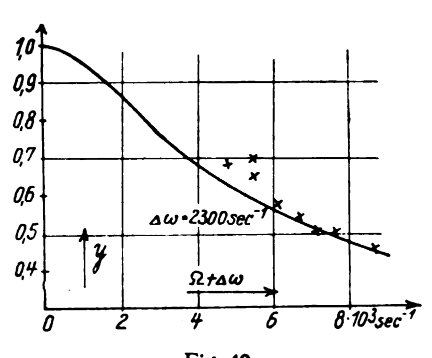


Fig. 40.

Zwei sich deckende Messungen sind als gesternte Punkte eingetragen. Die Abweichungen bei $\Delta\omega\,\Omega \sim 5000\ sec^{-1}$ oder $\Omega \sim 2700\ sec^{-1}$ sind durch wiederholte Messung als reell erwiesen. Das Schattenbild des Saitengalvanometer-Fadens erschien bei diesen Messungen verschwommen, eine genaue Abstimmung der Saite war nicht möglich. Bei $\Omega = 2700\ sec^{-1}$ lag nun die Verstimmungsfrequenz $\omega_e + \Delta\omega - \Omega$ in der Nähe der Resonanz des Schwingungskreises. Ihre Amplitude ist sehr viel größer als diejenige der anderen Verstimmungsfrequenz. Sie setzt sich z. T. mit der Traeger-Frequenz $\omega = \omega_e + \Delta\omega$ zu Schwebungen der halben Modulationsfrequenz zusammen. Diese stören die sinusförmige Schwingung des Fadens im Saitengalvanometer. Eine genaue Abstimmung der Saite ist nicht möglich. Hiermit sind die Abweichungen in Fig. 38—41 hinreichend erklärt. Die Messungen liefern also den experimentellen Nachweis, daß man die Einwirkung einer Telephonie-Welle auf einen Schwingungskreis ersetzen kann durch die der Traeger-Welle und der Verstimmungswellen.

Sprachverzerrungen sind an Hand der Resonanzkurve ohne weiteres festzustellen. Es erübrigt sich daher, die Messungen für kurze Wellen zu wiederholen.

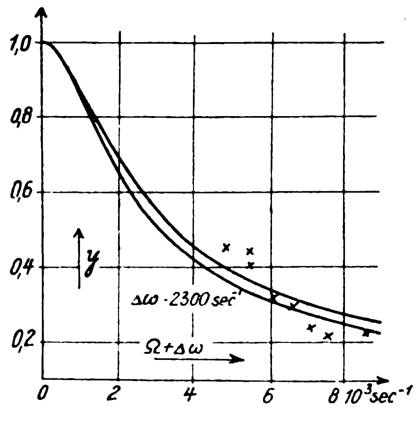


Fig. 41.

Für die Verzerrungen an einem Schwingungskreis ist die Breite der Resonanzkurve maßgebend. Da nun in der Praxis bei kurzen Wellen der Dämpfungsfaktor größer ist als bei langen, ist zu erwarten, daß die Telephonieverzerrungen bei kurzen Wellen eine kleinere Rolle spielen.

Zusammenfassung.

Im 1. Kapitel wird eine Abänderung der Kühn'schen Anodensteuerungsschaltung für einen Sender modulierter Wellen beschrieben, welche es ermöglicht, diese Schaltung auch für lange Wellen zu benutzen.

Durch Photographieren der Tonkurve mittels Braun'scher Röhre im rotierenden Spiegel wird gezeigt, daß die von einem Röhrentonsender gelieferte Stromkurve recht gut sinusförmig ist.

Eine Aussteuerungs-Meßvorrichtung mit Braun'scher Röhre und rotierendem Spiegel wird angeführt.

Das 2. Kapitel enthält die Untersuchung der als Gleichrichter bei den Messungen am Empfangskreis dienenden Apparatur.

Die Röhrenvoltmeter-Eichkurven weichen in dem benutzten Schwankungsgebiet nur wenig von einer Geraden ab. Die geringen Verzerrungen, die bei mittlerer Aussteuerung auftreten, werden durch die Selektivität des Saitengalvanometers noch herabgedrückt.

Es wird eine Temperatur-Abhängigkeit des Saiten-Galvanometers beobachtet und nachgewiesen, daß die unsymmetrische Gestalt der Resonanz-Kurve des Instrumentes mit diesem Effekt erklärt werden kann. Das Saiten-Galvanometer ist für quantitative Messungen in der Resonanzlage brauchbar, wenn man die Saite bei jeder Ablesung auf Resonanz einstellt.

Im 3. Kapitel wird experimentell bestätigt, daß die Einwirkung einer Telephonie-Welle auf einen Schwingungskreis ersetzt werden kann durch die der Traeger-Welle und der beiden Verstimmungswellen, von denen, wie die Messungen bei Verstimmungen zeigen, diejenige mit der kleineren Amplitude im Empfangskreis für die Lautstärke maßgebend ist.

Als Fortsetzung erscheint eine Behandlung der Sprachverzerrungen beim Audion und Schwingaudion.

Physikalisches Institut der Hamburgischen Universität.

Ist nach dem gegenwärtigen Stand von Wissenschaft und Technik die Konstruktion eines elektrischen Fernsehers durchführbar?

Von **F. Aigner.**

(Aus dem I. physikalischen Laboratorium der Technischen Hochschule Wien.)

Das Problem des elektrischen Fernsehers ist nahezu so alt als unser Telephon. Schon G. Bell, der bekanntlich dem von Ph. Reis angegebenen Magnettelephon die heute übliche Konstruktion gegeben hat, sprach bereits den Gedanken aus, daß es sehr wünschenswert wäre, das telephonierende Gegenüber auch sehen zu können. Seither tauchte diese Idee immer wieder auf und eine umfangreiche Patentliteratur schlägt eine Fülle von Lösungen vor; jedoch ist bis heute ein wirklich funktionierender Fernseher nicht bekannt geworden. Wir wollen uns daher die gewiß berechtigte Frage vorlegen, ob nach dem gegenwärtigen Stand von Wissenschaft und Technik das Problem überhaupt lösbar ist.

Eine Sichtung der bisherigen Konstruktionsvorschläge, soweit sie nicht etwa phantastischer Natur sind, zeigt folgenden einheitlichen Gedanken: Das zu übertragende beleuchtete Objekt wird mittels einer dazwischen geschalteten Optik zunächst als zweidimensionales Bild dargestellt. Dieses Bild löst dann ein Bildzerlegungsapparat in einzelne Punkte entsprechender Kleinheit auf, worauf die einzelnen Bildpunkte mit den ihnen entsprechenden Lichttonungswerten in zeitlicher Aufeinanderfolge einem Senderlichtrelais zugeführt werden, das die auftreffenden Lichtintensitätswerte in ihnen proportionale elektrische Energiewerte umformt. Die so gewonnene elektrische Energie gelangt nunmehr telegraphisch übermittelt in einen Empfänger, der zunächst durch Vermittlung eines Empfangslichtrelais die nacheinander eintreffenden elektrischen Energiewerte wieder in diesen proportionale optische Werte von Lichtpunkten rückverwandelt, die schließlich ein mit dem Bildzerlegungsapparat synchron arbeitender Bildzusammensetzungsapparat auf einen Projektionsschirm zu einem Bild des ferngesehenen Objektes für ein beobachtendes Auge zusammensetzt.

Um die gestellte Frage nach der Lösungsmöglichkeit eines solchen Fernsehers zu beantworten, haben wir zweckmäßig die einzelnen Bausteine dieser komplizierten Apparatur auf ihre Realisierungsmöglichkeit zu prüfen. Damit das Auge ein derartig aufgebautes Bild als einheitlich Ganzes sehen kann, ist die erste Voraussetzung die, daß das Zusammensetzen eines Einzelbildes nicht länger als rund eine zehntel Sekunde dauert. Wir nehmen also vorläufig an, daß bloß 10 Bilder pro Sekunde genügen, eine Annahme, die später noch gerechtfertigt werden wird.

Die erste Teilapparatur bildet der Bildzerlegungsapparat. Die Ansprüche an seine Leistungsfähigkeit werden durch die Bildgröße in Beziehung zur Bildpunktgröße bestimmt. Um hier zu einer praktischen Forderung zu kommen, betrachten wir zunächst das Empfangsbild. Hat dieses eine Größe von etwa fünf mal fünf Zentimeter, so dürfte damit eine richtige Dimensionierung getroffen sein, für die ein länger beobachtendes Auge auch bei feineren Bilddetails noch nicht zu sehr überanstrengt wird. Soll ein derartig bemessenes Bild nicht zu flau erscheinen, so dürfen seine Tonungspunkte eine Ausdehnung von rund ein zehntel Millimeter nicht überschreiten. Das gäbe $2{\cdot}5 \cdot 10^5$ Punkte pro Bild.

Nun ist es aber, wie von den Rasterbildern her bekannt, nicht erforderlich, daß die Bildpunkte lückenlos aneinanderstoßen. Dadurch reduziert sich unter der Annahme eines Rasters, bei dem die Rasterstäbe die Hälfte der Bildfläche abdecken, die Punktzahl pro Bild auf $1\ 25 \cdot 10^5$. Es entspricht dies einem sogenannten fünfziger Raster, für den der Einfachheit halber angenommen wurde, daß seine durchlässigen und undurchlässigen Streifen gleich breit sind. Ein solches Raster liefert erträglich gute, wenn auch noch keineswegs erstklassige Bilder gewählten Formates. Um einfacher rechnen zu können, wollen wir bloß $1\ 10^5$ Punkte pro Bild wählen. Wir erhalten somit auf Grund der bescheiden gehaltenen Ansprüche an Bidgröße und Bildgüte, daß der Bildzerlegungsapparat als untere Grenze eine Arbeitsgeschwindigkeit von $1 \cdot 10^6$ Punkte pro Sekunde aufweisen muß. Selbstredend ist diese nunmehr fixierte Leistungsfähigkeit des Bildzerlegers vollständig unabhängig von einer optischen Vergrößerung zwischen Sender- und Empfangs-Bild.

Nachdem der Bildzerlegungsapparat ein optisches System darstellt, so ist er umkehrbar; er liefert somit an der Empfangsstelle den daselbst erforderlichen Bildzusammensetzungsapparat. Beide Apparte müssen streng zynchron laufen, denn schon ein Verschiebungsfehler von einem oder einigen Punkten bezüglich ihrer Lokalisierung liefert bereits ein nicht zu entzifferbares Punktgewirr. Bei der ermittelten hohen Punktfrequenz werden also an die Synchronisierung äußerst hohe Anforderungen gestellt; wir wollen das Synchronisierungsproblem als technische Schwierigkeit buchen, keineswegs aber als derzeit nicht lösbar bezeichnen.

Die Frage, ob ein Bildpunktzerlegungsapparat von der geforderten Leistungsfähigkeit zu bauen ist, soll nicht direkt verneint werden, doch ist festzustellen, daß bis heute ein derartiger Apparat nicht existiert und seine Durchbildung, wenn sich dafür ein gangbarer Weg findet, jedenfalls viel Zeit in Anspruch nehmen wird.

Das erforderliche Senderlichtrelais liefert uns in einwandfreier Weise eine lichtelektrische Zelle, die einerseits bis zu der angegebenen Abtastfrequenz vollkommen trägheitslos, ferner proportional der Lichttonung der einzelnen Bildpunkte arbeitet, andererseits eine ausreichende Empfindlichkeit besitzt, so daß für eine fernzusehende Person eine ihre Augen noch nicht blendende Beleuchtung ausreicht, um ein für das Arbeiten der Photozelle genügend helles Senderbild zu erzilen.

Die Photoströme sind nun allerdings so schwach, daß sie unbedingt für ihre weitere Tätigkeit verstärkt werden müssen. Diese Verstärkung soll ein aperiodisch geschalteter Elektronenröhrenverstärker liefern. Um die Anforderungen an einen solchen Verstärker übersehen zu können, ist die Kenntnis des von ihm zu verstärkenden Frequenzbandes erforderlich.

Die rascheste Tonungsänderung herrscht, wenn sich die Lichtintensität in zwei unmittelbar aufeinander folgenden Punkten ändert. Da diese Änderung im allgemeinen stoßartig erfolgt, liefert sie eine komplizierte Stromkurve, deren Grundschwingung $1\ 10^6$ Hertz in Begleitung einer Anzahl

von Oberschwingungen ist. Streichen wir die Oberschwingungen, was für die Konstruktionsmöglichkeit des Verstärkers vorteilhaft ist, so wird die höchste Frequenz $1 \cdot 10^6$ Hertz.

Die tiefste Frequenz ist durch eine plausible Annahme zu ermitteln. Denken wir etwa an eine Strichzeichnung, so kann ein Strich sich über 5 cm erstrecken und etwa eine Breite von einem halben Millimeter besitzen. Ein solcher Strich kann nun so orientiert sein, daß er vom Zerlegungsapparat in einem Zuge abgegriffen wird. Dann ändert sich durch rund 1000 Punkte die Tonung nicht, bleibt somit durch ein tausentel Sekunde konstant.

Das vom Verstärker proportional zu verstärkende Frequenzband liegt somit zwischen 10^3 bis 10^6 Hertz. Die lokale Orientierung dieses Frequenzbandes zwischen mittlerer Tonfrequenz bis zu einer kurzwelligen Hochfrequenz hat zur Folge, daß keine bisher bekannte aperiodische Schaltanordnung die geforderte proportionale Verstärkung leistet. Denn die frequenzabhängige Scheinkapazität der Verstärkerröhren macht eine proportionale Verstärkung des ermittelten Frequenzbandes zu einer heute ungelösten Schwierigkeit. Eine Lösung hierfür muß aber unter anderen zunächst vorliegen, bevor ein befriedigender Fernseher nach der Methode der zeitlichen Serienschaltung der Bildpunkte denkbar ist.

Ist einmal dieses Problem gelöst, dann erst kann an die Aussendung der elektrischen Energie gedacht werden. Hier ist sofort ohne weiteren Beweis klar, daß derartig rasch veränderliche Ströme über eine Drahtleitung auf eine praktisch erforderliche Entfernung nicht übertragen werden können. Auch nach dem Prinzip der Hochfrequenzdrahttelephonie ist an die Übermittlung eines Frequenzbandes von 1—1000 Kilohertz nicht zu denken, da unsere heutigen modernsten Leitungen (Krarupdraht) bei normaler Leitungsdämpfung und üblichen Reichweiten praktisch eine 50 Kilohertz übersteigende Trägerfrequenz, also eine Trägerwelle unter 6 Km kaum zulassen, während für unser Frequenzband eine Trägerwelle von 60 Meter und weniger erforderlich ist. Somit heißt es gegenwärtig auf eine nicht absehbare Zeit vom Ausgangswunsch, bei gewöhnlicher Drahttelephonie den Partner sehen zu können, resigniert Abschied nehmen.

Es bleibt nun noch der Weg der drahtlosen Übertragung zu untersuchen übrig. Das gegenwärtig allein bekannte Prinzip der drahtlosen Übermittlung eines Frequenzbandes bildet bekanntlich die Modulation einer Trägerwelle. Anders können wir heute die Resonanzeigenschaften eines Schwingungskreises im Dienste der Energiestrahlung nicht zweckmäßig ausnützen. Dieses Verfahren ist an folgende grundlegende Bedingungen geknüpft:

1. Muß die Trägerfrequenz die höchste Bandfrequenz um mindestens eine Größenordnung übertreffen.
2. Darf einerseits für einen möglichst kurvengetreuen Empfang ein bestimmter Dämpfungsfaktor nicht unterschritten und andererseits zwecks Ausnützung der Resonanzeigenschaften des Empfangskreises nicht überschritten werden.

Um somit die Frage der Aussendungsmöglichkeit des Fernseherfrequenzbandes zu klären, sind als wesentlich die Grenzen des Dämpfungsfaktors abzuschätzen, innerhalb deren er sich bewegen kann. Diese Aufgabe läßt sich durch einen Analogieschluß mit den Verhältnissen in der drahtlosen Telephonie lösen. Dort liegen die Dinge so, daß mit Verkleinerung des logarithmischen Kreisdekrementes die Niederfrequenzamplitude steigt, gleichzeitig aber auch die Verzerrung von Sprache und Musik. Man hat daher das Dekrement auf ein Optimum einzustellen, das ein Kompromiß zwischen Lautstärke und Verzerrung darstellt.

Leider kennen wir in der Optik das physiologisch zulässige Maß der Tonungsfälschung für die Punkte eines Bildes nicht. Trotzdem gelingt seine Abschätzung durch einen Vergleich mit den akustischen Verhältnissen.

Bezeichnen wir mit N die sekundliche Frequenz irgend einer Welle aus dem zu übertragenden Frequenzband, mit H die Trägerfrequenz und endlich mit E die Niederfrequenzenergie nach dem Ausgangsaudion in einem Telephonieempfänger, so finden G. Joos und J. Zenneck[1]), daß E für Detektoren, bei denen der Gleichstrom, den sie während einer HF-Periode liefern, annähernd dem Quadrat der HF-Spannungsamplitude proportional ist, die während derselben Periode auf den Gleichrichter wirkt. Wenn wir noch den Proportionalitätsfaktor mit K und das logarithmische Dekrement des Empfangskreises mit ϑ bezeichnen, so erhalten wir:

$$E = \frac{K}{4 \cdot \left(\frac{N}{H}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta}{\pi}\right)^2}.$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß das Verhältnis $\frac{N}{H}$ eine gegen die Einheit kleine Größe darstellt, also die Trägerfrequenz H die sie modulierende Frequenz N beträchtlich übertrifft.

Diese von Joss und Zenneck für eine einzige modulierende Frequenz abgeleitete Formel wenden wir nunmehr auf die beiden Grenzen eines zu übertragenden Frequenzbandes an. Nennen wir die höchste Bandfrequenz N_h, die niedrigste N_n, so geht die Formel in die beiden Ausdrücke

$$E_h = \frac{K}{4 \cdot \left(\frac{N_h}{H}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta}{\pi}\right)^2} \quad \text{und} \quad E_n = \frac{K}{4 \cdot \left(\frac{N_n}{H}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta}{\pi}\right)^2} \quad \text{über,}$$

wo nun E_h die Energie der höchsten und E_n der niedrigsten Frequenz des Bandes bedeutet. Daraus ist zunächst Folgendes zu sehen: Ein Frequenzband endlicher Breite ist durch Vermittlung einer Trägerfrequenz und Empfang mit Hilfe „eines" auf diese Trägerfrequenz abgestimmten Resonanzkreises grundsätzlich nicht verzerrungsfrei zu übertragen; die Verzerrung benachteiligt immer die höheren Bandfrequenzen hinsichtlich der wiedergegebenen Energie. Es werden also hierbei in der Akustik die Töne umsomehr in ihrer Intensität geschwächt, je höher sie sind. Das bedeutet außer einer geschwächten Wiedergabe der höheren Grundtöne auch eine Fälschung der Klangfarbe.

Beim Fernseher bedeuten hohe Werte von N, daß sich die Tonung innerhalb weniger zeitlich aufeinanderfolgender Punkte ändert. Es werden somit scharfe Kontraste verflacht und feine Tonungsänderungen gefälscht, was einem Flauwerden des Bildes entspricht.

Trotzdem eine exakt richtige Wiedergabe eines Frequenzbandes endlicher Breite nicht möglich ist, kann die Wiedergabe doch für das menschliche Ohr immer noch richtig bleiben. Dies ist dann sicher der Fall, wenn die Energiefälschung unterhalb der Unterschiedsempfindlichkeit bleibt. Bezeichnen wir das zulässige Energieverhältnis eines eben merklichen Unterschiedes mit a (es beträgt für normale Ohren rund 25%, also $a = 1{,}25$), so wird die Beziehung für einen eben merklichen Unterschied in bezug auf die mit gleicher Intensität gesendeten beiden Grenzfrequenzen des Bandes der Gleichung genügen,

$$4\left(\frac{N_h}{H}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta}{\pi}\right)^2 = a \cdot \left[4\left(\frac{N_n}{H}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta}{\pi}\right)^2\right],$$

was schließlich

$$H \cdot \vartheta = \delta = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{N_h^2 - a \cdot N_n^2}{a - 1}} \quad \text{liefert.}$$

[1]) G. Joos und J. Zenneck, dieses Jahrb. 22, S. 93, 1923.

Diese Formel gilt ganz allgemein für die Übertragung irgend eines Frequenzbandes, das von den Frequenzen N_n bis N_h reicht. Setzt man darin das dem betreffenden menschlichen Sinn zukommende a ein, so erhält man einen Dämpfungsfaktor δ als „physiologische Konstante" des betreffenden Sinnesorganes. Der so ermittelte Dämpfungsfaktor δ gibt den Wert an, bei dem ein Intensitätsfälschen für die Grenzfrequenzen des zu übertragenden Frequenzbandes eben merklich wird. Jede Erniedrigung des Dämpfungsfaktors ist dann gleichbedeutend mit einer Zunahme der Merkbarkeit der auftretenden Fälschung, bis schließlich bei immer weitergehender Reduktion des Dämpfungsfaktors die Verzerrung unerträglich wird.

Da a für kein Sinnesorgan große Werte annimmt, kann in der Formel für den physiologischen Dämpfungsfaktor unter der Wurzel das Glied $a N_n^2$ fast immer gegen N_h^2 vernachlässigt werden, es sei denn, man hätte es mit einem ausnehmend schmalen Frequenzband zu tun. Es wird dann

$$\delta = 2\pi N_h \cdot \frac{1}{\sqrt{a-1}}.$$

Für Musikübertragung wird $N_h = 50$ Hertz und $N^h = 10\,000$ Hertz und $a = \frac{4}{5}$. Daraus berechnet sich

$$\delta_M = 4 \cdot \pi \cdot N_h = 4\pi \cdot 10^4 \sec^{-1}.$$

Die Erfahrung lehrt nun, daß das menschliche Ohr infolge einer äußerst schmiegsamen Anpassungsfähigkeit erlaubt, diesen Dämpfungsfaktor 20 bis 40 mal zu unterschreiten, ohne daß die Musikwiedergabe merklich schlecht würde.

Das menschliche Auge gehorcht nach dem psychophysischen Gesetz den gleichen Bedingungen wie das Ohr, nur beträgt beim Auge die Unterschiedsempfindlichkeit für den Normalfall bloß 1%; bei einem schwachen Gesicht steigt dieser Wert auf höchsten 2%, so daß für das Auge der Wert a höchstens 1·02 wird. Daran finden wir den Dämpfungsfaktor für den Fernseher zu

$$\delta_F = \frac{20\pi}{\sqrt{2}} \cdot 10^6.$$

Dieser Wert wird wie beim Ohr, da auch das Auge gewisse Anpassungsfähigkeit besitzt, praktisch unterschritten werden dürfen. Machen wir die plausible Annahme, daß die zulässigen Unterschreitungen bei Auge und Ohr sich verhalten wie die Unterschiedsempfindlichkeiten dieser beiden Sinnesorgane, so darf beim Auge ein Unterschreitungsfaktor von höchstens 4 angewendet werden, wenn wir beim Ohr diesen Faktor gleich 40 wählen. Wir erhalten somit als kleinsten beim Auge zulässigen Dämpfungsfaktor den nach unten abgerundeten Wert

$$\delta_F = 1 \cdot 10^7 \sec^{-1}.$$

Für die längste zulässige Trägerwelle von 60 Meter liefert dies ein logarithmisches Dekrement von $\vartheta = 2$. Kürzer als 10 Meter können wir wegen der daselbst beginnenden Röhrenträgheit die Trägerwelle überhaupt nicht wählen, so daß das kleinste mögliche Dekrement immer noch den Wert 0,3 besitzt. Das sind aber Dekremente, deren Größe jede Ausnützung der Resonanzfähigkeit von Schwingungskreisen radikal zerstört und damit an dem Fundament der Hochfrequenzfernmeldung rüttelt.

Weiter hätten wir keine ausreichende Möglichkeit, diese Wellen an der Empfangsstelle zu verstärken. Zulässig wären hierfür allein Resonanzverstärker, da die bekannten Kunstgriffe der Verstärkung kurzer Wellen durch eine Wellenstreckung, wie beim Superheterodyn- und Superregenerativ-Empfang immer nur bis zur längsten zulässigen Trägerwelle getrieben werden dürfen. Diese ist aber in unserem Falle 60 Meter, also selbst noch eine so kurze Welle, daß bei Eingitterröhren die Röhrenscheinkapazität nur durch Einordnen in einen Resonanzkreis eventuell unschädlich gemacht werden kann. Wenden wir dieses Prinzip hier an, so erzielen wir für einen 60 Meter-Kreis einen Resonanzwiderstand R_g im Gitterkreis, wenn wir die Scheinkapazität einer normalen Röhre im montierten Zustand bloß zu 30 cm ansetzen, von höchstens

$$R_g = \frac{\pi}{\vartheta} \cdot \frac{1}{\omega C} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot 30 . 1 \cdot 11 . 10^{-11}} = \frac{10^4}{6 \cdot 66} = 1500\,\Omega.$$

Nach der von H. Barkhausen[2]) angegebenen Formel für die lineare Verstärkung W einer Eingitterröhre normaler Bauart,

$$W = \sqrt{\frac{R_g}{10{,}000}}$$

bleibt somit die hier erzielbare lineare Verstärkung W kleiner als 1. Selbst mit Zweigitterröhren erhält man, wie sich leicht berechnen läßt, eine denkbar klägliche Verstärkung pro Verstärkerstufe.

Sehen wir nun nach, welche weitere Schwierigkeiten noch bevorstehen, so bietet die nächste das Empfangslichtrelais. Da die Photozellen nicht umgekehrt arbeiten, so müssen wir uns hier nach einem anderen Apparat umsehen. Dieser Apparat muß bis zu einer Million Schwingungen pro Sekunde völlig trägheitslos arbeiten.

Einen mechanischen elektrischen Oszillographen, der dies leistet, besitzen wir nicht und werden ihn wohl nach dem gegenwärtigen Konstruktionsprinzip auch nie bauen können. Die Glimmlampe mit kapillarer Lichtbahn, von der behauptet wird, daß sie innerhalb der Sprach- und Musikfrequenzen trägheitslos arbeiten soll, wird dies als gasgefülltes Rohr gewiß für eine Million Hertz nicht mehr tun. Auch dürfte ihre Flächenhelligkeit, wie die späteren Überlegungen zeigen werden, nicht ausreichen.

Die erforderlichen, später berechneten Flächenhelligkeiten lassen es als sehr unwahrscheinlich erscheinen, daß irgend ein bekanntes Lichtrelais mit Eigenlicht in Frage kommen kann. Wenden wir uns daher zu dem mit fremdem Licht beschickten Lichtrelais, so käme von diesen lediglich das Hochfrequenlichrelais [3]) in Betracht; seine Verwendung würde aber im vorliegenden Falle eine technische Gewaltlösung darstellen. Denn dieses Lichtrelais ist hinsichtlich seiner Empfindlichkeit unter anderm direkt proportional dem Dämpfungsfaktor. In der zitierten Arbeit über seine Eigenschaften ist überschlagsweise für die Aufzeichnung musikalischer Frequenzen bei einem daselbst zulässigen Dämpfungsfaktor von

$$\delta_M = \pi \cdot 10^3 \sec^{-1}$$

berechnet, daß eine Hochfrequenzwattleistung von rund 10 Watt von den Musikfrequenzen im Hochfrequenzlichtrelais ausgesteuert werden müssen. Dort ist allerdings angenommen, daß das Lichtrelais Striche liefert. Beim Fernseher sind bloß Punkte erforderlich, so daß der Querschnitt der lichtdrehenden Substanz, dem die auszusteuernde Leistung direkt proportional ist, sich entsprechend reduziert. Nehmen wir etwa an, daß dadurch die auszusteuernde Hochfrequenzleistung auf rund 4 Watt herabsinken würde. Für den

[2]) H. Barkhausen, Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 104, 1924.

[3]) F. Aigner, Ein neues Hochfrequenzlichtrelais, diese Zeitschrift, Bd. 21, S. 101, 1923.

Fernseher haben wir diese Leistung noch mit dem Verhältnis der Dämpfungsfaktoren zu multiplizieren. Nachdem für den Fernseher der Dämpfungsfaktor im günstigsten Falle zu

$$\delta^F = 1 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

errechnet wurde, bedeutet dies, daß daselbst das Hochfrequenzlichtrelais für eine Hochfrequenzwattleistung von rund 1,2 Kilowatt zu bauen wäre, was gewiß im Sinne der früheren Behauptung eine technische Gewaltlösung darstellt. Die geforderte Trägheitslosigkeit wäre allerdings vorhanden.

Als letzte Frage bleibt noch zu untersuchen, welche Flächenhelligkeit die Relaislichtquelle aufweisen müßte, um ein wahrnehmbares Bild zu liefern. Wir haben eingangs 10 Bilder pro Sekunde angenommen. Es ist dies die bisher beobachtete kleinste Verschmelzungsfrequenz, wenn keinerlei Kunstgriffe angewendet werden, die diese Verschmelzungsfrequenz herabzusetzen erlauben, wie dies in der Kinotechnik geschieht. Dieser Verschmelzungsfrequenz entspricht eine erforderliche Beleuchtungsstärke am Schirm von rund einem Lux. Damit sind wir aber von der in der Kinotechnik vorgeschriebenen hygienischen Beleuchtungsstärke von 50 Lux sehr weit entfernt. Wollen wir letztere bloß um eine Größenordnung unterschreiten, so kämen wir auf 10 Lux. Dieser Beleuchtungsstärke entspricht eine normale Verschmelzungsfrequenz von 38 Bildern pro Sekunde. 10 Lux dürfte die bei einem Fernseher gerade noch zulässige untere Grenze der Beleuchtungsstärke für das Erkennen feinerer Details darstellen. Es wäre auch zu hoffen, daß bei dieser Beleuchtungsstärke am Schirm 10 Bilder pro Sekunde für ihre Verschmelzung genügen, da im vorliegenden Falle das sogenannte Sektorverhältnis ein außerordentlich großes ist, wodurch die normale Verschmelzungsfrequenz wesentlich erniedrigt wird. Marbe[4]) hat nachgewiesen, daß sich mit dem Verhältnis der Hellzeit zur Dunkelheit (Sektorverhältnis) die Verschmelzungsfrequenz bei gegebener Beleuchtungsstärke stark ändert. Sie ist ein Maximum, wenn das Sektorverhältnis gleich der Einheit ist und nimmt ab, wenn dieses Verhältnis größer oder kleiner als eins wird. Im Falle des Fernsehers mit einer Bildzahl von 10 Bilder pro Sekunde ist ein Sektorverhältnis von 1 : 100 000 vorhanden, denn ein bestimmter Lichtpunkt besitzt nach den gemachten Annahmen eine Hellzeit von einer Millionstel Sekunde und eine Dunkelheit von ein zehntel Sekunde. Es kann daher vermutet werden, daß durch dieses außerordentlich große Sektorverhältnis die bei einer Beleuchtungsstärke von 10 Lux erforderliche Verschmelzungsfrequenz von 38 Bildern pro Sekunde wesentlich herabgedrückt wird und sich unserem Werte von 10 Bildern pro Sekunde vielleicht nähert.

Wir wollen noch die Flächenhelligkeit der Relaislichtquelle unter der Voraussetzung berechnen, daß die Beleuchtungsstärke am Projektionsschirm zwischen einem und zehn Lux liegen möge. Dies ist nun aber keineswegs die Beleuchtungsstärke, die ein heller Bildpunkt auf dem Schirm erzeugen wird. Diese ist ganz beträchtlich größer. Denn das positive Nachbild muß auch dann, trotzdem der Bildpunkt bloß ein Millionstel Sekunde die Netzhaut beeinflußt, rund ein Zehntel Sekunde nahezu ungeschwächt andauern, um bei der gewählten Bildfrequenz den Verschmelzungseindruck hervorzurufen. Nach Helmholtz[5]) hinterläßt das Licht, das bei intermitierender Beleuchtung die Netzhaut trifft, im Sehnervenapparat eine primäre Wirkung, die erst später sich in Empfindung als sekundäre Wirkung umsetzt. Die Größe der primären Änderung, die ein momentaner Lichteindruck zurückläßt, hängt nur von der Quantität Licht ab, die auf den betreffenden Teil der Netzhaut gefallen ist; es ist somit einerlei, ob sehr intensives Licht eine kurze Zeit, oder schwächeres Licht eine entsprechend längere Zeit gewirkt hat, sobald die Einwirkungszeit unter $^1/_{15}$ Sekunde bleibt. Die Verhältnisse liegen somit beim Auge ganz ähnlich wie bei einer photographischen Schicht, bei der es bekanntlich auf die Lumensekunden ankommt, welche Schwärzung die Schicht erfährt. Auch dort ist es für die Erzielung einer bestimmten Schwärzung in erster Annäherung gleichgültig, ob beispielsweise eine Meterkerze durch eine Sekunde wirkt oder 100 Meterkerzen durch bloß $^1/_{100}$ Sekunde. Ein nicht zu übersehender Unterschied besteht allerdings darin, daß beim Auge, falls die Lichtwirkung länger als $^1/_{15}$ Sekunde dauert, das psychophysische Gesetz wirksam wird; erst unter dieser Zeitgröße gilt näherungsweise das gleiche Gesetz wie bei einer photographischen Schicht.

Ein maximal heller Lichtpunkt des ferngesehenen Bildes muß daher bei orientierender Näherungsrechnung auf den Projektionsschirm eine Beleuchtungsstärke von 10^5—10^6 Lux hervorrufen, soll für das Auge die Wirkung am Schirm einer Beleuchtungsstärke von 1—10 Lux gleichkommen. Welche Flächenhelligkeit muß dann die Lichtquelle des Hochfrequenzlichtrelais aufweisen?

Für eine Höchstbandfrequenz von 10 000 Hertz und einer bestimmten Optik wurde berechnet[6]), daß bei einer numerischen Apertur von 0,3 für ein Hochfrequenzlichtrelais eine Flächenhelligkeit von 20—30 Hefnerkerzen pro Quadratmillimeter (Halbwatt- oder Wo-Bogen-Lampe) genügt, um auf einer photographischen Schicht die Wirkung von einer Sekundenmeterkerze, also volle Schwärzung, zu erzielen. Das heißt, in das Beispiel des Fernsehers mit 10 Bildern pro Sekunde übersetzt, daß dieser Wirkung für ein Auge eine Beleuchtungsstärke von rund 10 Lux am Schirm entspricht, allerdings nur für den Fall, daß ein Bild bloß aus 10^4 Bildpunkten (höchste Musikbandfrequenz) bestehen würde. Da aber im optischen Falle die Bildpunktzahl 10^6 beträgt, der in grober Annäherung die höchste Bandfrequenz mit 10^6 Hertz zugeordnet wurde, so muß die Lichtquelle eine 10—100 mal so große Flächenhelligkeit als im akustischen Beispiel besitzen, um am Schirm eine Beleuchtungsstärke von 1—10 Lux hervorzurufen. Die erforderliche Flächenhelligkeit der Relaislichtquelle beträgt somit angenähert zwischen 250—2500 HK pro m/m^2.

Lichtquellen, die mit Flächenhelligkeiten arbeiten, die in diesem Gebiete liegen, sind unter den thermischen Strahlern nur die Sonne und die Kohlenbogenlampen. Da die Sonne wegen ihrer Unverläßlichkeit ausscheidet, bleiben somit gegenwärtig nur die Kohlenbogenlampen übrig. Während die gewöhnliche Kohlenbogenlampe eine Flächenhelligkeit von rund 180 KH pro m/m^2 im Mittel besitzt, gelingt es mit den neuen Goerz-Beck-Kohlen[7]), die Flächenhelligkeit bis auf 1200 HK pro m/m^2 zu steigern. Auch die von Gerdien und Lotz[8]) angegebene Bogenlampe hoher Flächenhelligkeit fällt in das für unsere Lichtquelle vorgeschriebene Flächenhelligkeitsgebiet.

Ganz abgesehen von der Unhandlichkeit und den hohen Betriebskosten derartiger Lichtquellen bestehen bei der Be-

---

[4]) K. Marbe, Theorie der kinematischen Projektion, Leipzig 1910, J. A. Barth.

[5]) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik, Bd. 2, S. 181, 1911.

[6]) Die genauen Berechnungen werden in einer späteren Publikation mitgeteilt.

[7]) Ztschr. f. techn. Physik, Bd. I, S. 7 u. 47; ferner Bd. IV, S. 138, 1923.

[8]) Ztschr. f. techn. Physik, Bd. IV, S. 157, 1923 und Bd. V, S. 515, 1924.

nutzung von Bogenlampen zwei große Nachteile. Einmal bleibt die Flächenhelligkeit nicht vollkommen konstant, und ferner wandert der Lichtbogen nicht bloß quer zur optischen Achse der Beleuchtungsvorrichtung, sondern auch längs dieser Achse. Am meisten frei von letzterem Fehler ist wohl die erwähnte Diaphragmalampe von Gerdien und Lotz. Ein wandernder Lichtbogen bringt aber in unser ferngesehenes Bild zwei mögliche Fehlerquellen hinein. Ist die Ausblendung des abzubildenden Lichtpunktes nur durch eine einzige Blende möglich, so bedeutet ein Wandern des Bogens auch ein Wandern des Lichtpunktes am Projektionsschirm, also eine empfindliche Störung des Synchronismus. Ist hingegen das Ausblenden der Lichtpunkte so durchführbar, daß ein Wandern der Bildpunkte nicht eintreten kann, dann liefert ein sich verschiebender Lichtbogen eine Intensitätsfälschung der Lichtpunkte, die bei großer numerischer Apertur der Optik besonders dann gefährlich wird, wenn sich der Bogen in der Richtung der optischen Achse des Systems bewegt, da eben große Aperturen nur mit verhältnismäßig kleinen Brennweiten zu erzielen sind, wenn ein kleiner Linsendurchmesser vorgeschrieben ist, wie dies beim Hochfrequenzlichtrelais der Fall ist.

Die bisherige Untersuchung zeigt, daß der Realisierung eines Fernsehers nach dem Prinzip der zeitlichen Serienschaltung der das Bild aufbauenden Lichtpunkte nicht nur enorme technische Schwierigkeiten entgegenstehen, sondern daß auch eine nicht geringe Zahl von Fragen auftreten, deren Lösung gegenwärtig überhaupt nicht möglich ist. Es erscheint somit gegenwärtig völlig hoffnungslos, einen elektrischen Fernseher nach dem Prinzip der zeitlichen Serienschaltung zu realisieren.

Diese Erkenntnis schafft natürlich nicht das Problem des Fernsehens an sich als unlösbar aus der Welt. Bisher ist ja auch lediglich die gegenwärtige Unlösbarkeit der zeitlichen Serienschaltung der Bildpunkte nachgewiesen worden; es gäbe ja gewiß noch die Methode der zeitlichen Parallelschaltung der Bildpunkte, für die uns sogar die Natur im menschlichen Auge eine wundervolle Lösung gegeben hat. An eine Nachahmung der Netzhaut in Verbindung mit dem Sehnerv können wir aber solange nicht denken, als es der Technik nicht gelungen ist, das mikroskopisch Kleine herzustellen und solche mikroskopische Bausteine in einer großen Anzahl gleichzeitig differenzierend zu beherrschen. Wie das zu machen wäre, davon kann sich auch eine ins extrem gesteigerte Phantasie heute wohl keine Vorstellung machen.

Die möglichen Wege sind aber noch nicht erschöpft. Im Gegenteil, mit der Häufung der Schwierigkeiten wächst der Scharfsinn menschlichen Geistes und sucht neue Wege; es gibt auch noch einen, allerdings letzten, nämlich die zeitliche Kaskadenschaltung der bildaufbauenden Lichtpunkte. Nach diesem Verfahren wird das Bild in eine größere Anzahl von Teilbildern zerlegt, das einzelne Teilbild nach der Methode der zeitlichen Serienschaltung abgetastet und sämtliche Teilbilder gleichzeitig unter Vermittlung von verschiedenen, zu je einem Teilbild gehörigen Trägerwellen dem Empfänger zugeführt.

Bei oberflächlicher Betrachtung scheint diese Methode die Lösung darzustellen, da sie gestattet, die Punktfrequenz, also auch die höchste zu übertragende Bandfrequenz auf ein zulässiges Maß zu reduzieren. Denn alle Probleme, die beim Fernsehen mit zeitlicher Serienschaltung auftauchten, und die wir gegenwärtig entweder überhaupt nicht oder doch nur mit einem unökonomischen Aufwand von Mitteln meistern können, haben ihre Ursache in der hohen Bildpunktzahl bzw. in der kleinen, für die Behandlung eines Bildpunktes zur Verfügung stehenden Zeit. Dämpfungsfaktor, Breite des zu verstärkenden Frequenzbandes, Verstärkungsmöglichkeit und anderes, all dies wird von dieser Punktzeit beherrscht.

Wählen wir statt $1{,}10^6$ Bildpunkte pro Sekunde bloß deren 10 000, also bei ungeänderter Punktgröße ein Bild von bloß 5 mal 5 m/m, dann sind wir mit einem Schlag bei dem Musikfrequenzband hinsichtlich seiner oberen Grenze angelangt, und das Fernsehproblem reduziert sich anscheinend auf das der optischen Aufzeichnung der Musikfrequenzen, wird also zu einem Teil des Sprechfilmproblems, wofür heute bereits Lösungen existieren. Doch ist dies, wie schon betont, nur scheinbar der Fall. Denn wegen der verschiedenen Unterschiedsempfindlichkeiten von Auge und Ohr bleibt der zulässige Dämpfungsfaktor des Fernsehers in Kaskadenschaltung mit 10 000 Serien-Punkten pro Teilbild immer noch rund 30 mal größer als in der drahtlosen Musikübertragung; wenn nun wohl im Falle des Fernsehers in Kaskadenschaltung bereits Differenzwellenempfang möglich ist, so dürfte bei diesem Dämpfungsfaktor es wohl kaum gelingen, mehrere Trägerwellen gleichzeitig untereinander störungsfrei ein und derselben Empfangstation zuzusenden. Außerdem wären aber auf Grund der eingangs gemachten Annahmen eines 25 cm^2 großen Einzelbildes im Falle von 10 000 Punkten eines Teileinzelbildes hundert solcher unterteilter Bilder gleichzeitig auszusenden; man müßte somit 100 verschiedene Trägerwellen gleichzeitig arbeiten lassen. Im Falle eines Gegensehens würde sich diese Zahl sogar noch verdoppeln. Um daher einen einzigen Gegenseher arbeiten zu lassen, müßte man während seiner Tätigkeit innerhalb seines Reichweitegebietes sämtliche Telephonieträgerwellen sperren, was natürlich eine unerfüllbare Forderung darstellt. Reduzieren wir aber die Zahl der Trägerwellen auf ein mögliches Maß, so tauchen infolge der damit verbundenen Erhöhung der Zahl der Punkte der Teilbilder sofort wieder die ungelösten Schwierigkeiten des Fernsehers mit zeitlicher Serienschaltung der aufbauenden Bildpunkte auf. Es ist also auch der Weg der zeitlichen Kaskadenschaltung der Lichtpunkte für die Realiserung eines Fernsehers gegenwärtig nicht gangbar.

Damit sind aber die Möglichkeiten, soweit sie hinsichtlich einer Auflösung der fernzusehenden Bilder in Bildpunkte denkbar sind, erschöpft. Einen vierten Weg nach diesem Prinzip gibt es nicht. Es ist somit gegenwärtig das Fernsehproblem nach dem Prinzip der Abtastmethode nicht lösbar.

Es sind nun allerdings bereits Fernseher gezeigt worden. Diese können aber bestenfalls einfache geometrische Figuren mit möglichst dicken Strichen wiedergeben. Sie beruhen auf einer der drei beschriebenen Methoden, stellen aber insofern nur eine Surrogatlösung dar, als sie die Bildgüte durch wesentliche Herabsetzung der Bildpunktzahl unter ein erträgliches Maß verschlechtern und diese Verschlechterung durch eine Wiedergabe leicht zu erratender, einfacher geometrischer Figuren verdecken. Solche Lösungen können und dürfen hier nicht interessieren, denn es ist klar, daß gegenwärtig niemand im Stande ist, sie soweit zu verbessern, daß sie ein Bild, bei dem nichts erraten werden kann, erkennbar liefern würden. Denn das hieße ja nichts anderes, als die Bildpunktzahl entsprechend zu erhöhen und damit in die früher behandelten, gegenwärtig unlösbaren Schwierigkeiten zu kommen.

Aber selbst vorausgesetzt, daß alle aufgeworfenen Probleme für einen Fernseher nach der Methode der zeitlichen Serienschaltung der Bildpunkte gelöst vorliegen würden und wir uns zu dem enormen Aufwand von Mitteln entschließen

könnten, würde uns letzten Endes ein solcher Fernseher noch eine sehr unliebsame Überraschung bereiten. Er könnte nämlich nur langsame Bewegungsvorgänge richtig wiedergeben. Denn das Verfahren benötigt im Gegensatz zum normalen Kino, wo jedes Einzelbild als fertige Einheit dargeboten wird, zum Aufbau jedes Einzelbildes eine Zeit von $^1/_{10}$ Sekunde. Während dieser Zeit entstehen aber bei rascheren Bewegungen bereits beträchtliche lokale Verschiebungen, die sich dann als äußerst störende Phasenfehler während der Bauzeit eines Einzelbildes bemerkbar machen würden. Günstiger lägen diese Verhältnisse allerdings beim Fernseher mit zeitlicher Kaskadenschaltung der Bildpunkte.

Zusammenfassung der Resultate.

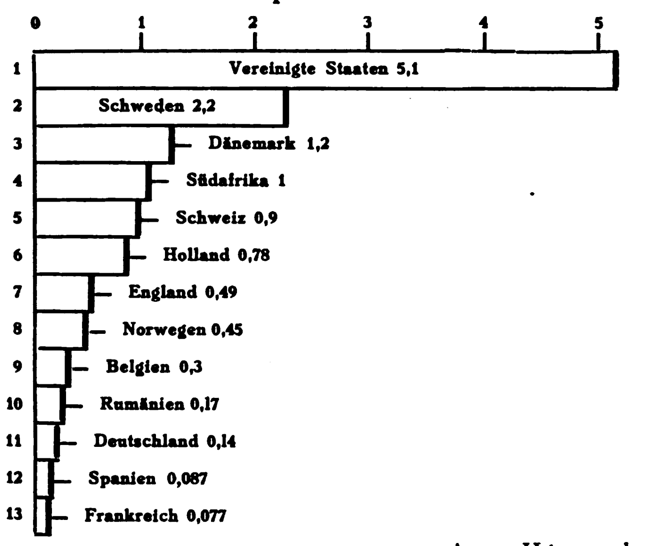
Vorstehende Untersuchungen zeigen, daß die Konstruktion eines elektrischen Fernsehers nach dem Prinzip der Zerlegung der Teilbilder in Bildpunkte in allen drei dabei möglichen Varianten nicht bloß auf enorme technische Schwierigkeiten stößt, sondern auch die Lösung von Problemen fordert, die mit den heute verfügbaren Mitteln überhaupt nicht gelöst werden können. Es ist daher gegenwärtig vollkommen aussichtslos, nach dem Prinzip des Bildabtastverfahrens einen elektrischen Fernseher zu realisieren, der imstande wäre, die an ihn eingangs gestellten sehr bescheidenen Ansprüche zu befriedigen.

Referate.

La Radiophonie à travers le monde en 1924. Radio Electrique (25. Oktober und 10. November 1924). Tome V. Nr. 70 und 71.

Eine interessante Übersicht der Entwicklung der drahtlosen Telephonie bis Ende 1924, die für die Länder: Frankreich, England, Amerika, Schweiz, Belgien, Holland, Tschecho-Slowakei, Spanien und Skandinavien durch gut orientierte Sonderberichterstatter gegeben wird. Über Deutschland wird kurzes amtliches Material veröffentlicht. Die Zahl der Sendestationen pro Million Einwohner in den einzelnen Ländern zeigt nebenstehendes Schaubild.

Zahl der Stationen pro Millionen Einwohner.



A. v. Hippel.

W. Sanders. L'Organisation de la Radiotélégraphie en Grande-Bretagne. Radio Eléctricité 25. November 1924. Tome V. Nr. 72. A. v. Hippel.

J. Lynn. Les Origines d'une lampe à faible consommation. Radio Electricité 25. November 1924. Tome V. Nr. 72.

Es werden einige interessante Angaben über die Entwicklungsgeschichte der Oxyd-Kathodenröhren gemacht und Daten über das Verhalten thorierter Glühfäden gegeben. Die kurzen Ausführungen beziehen sich nur auf Amerika.
A. v. Hippel.

M. L. Cohen. Radio sur Lignes. L'Onde Electrique Nr. 34. Oktober 1924.

Ein in Frankreich gehaltener Vortrag des amerikanischen Ingenieurs Cohen über „Hochfrequenz auf Leitungen", interessant durch unbekanntere Daten der Entwicklungsgeschichte dieses Gebietes sowie einen zahlenmäßigen Überblick über die derzeitge Verbreitung des neuen Nachrichtenmittels in Amerika. Neues bringt der Verfasser im übrigen nicht und vermeidet ängstlich jede Erwähnung des bedeutenden deutschen Anteils an der Ausbildung der beschriebenen Methoden. A. v. Hippel.

M. E. Cherzi. Recherches Radiogoniométriques sur la marche des Typhons. L'Onde Electrique Nr. 34. Oktober 1924.

Die in dem Observatorium Zikawei (Chang-Hai) angestellte Untersuchung bezweckt die Klärung der Frage, ob sich der Weg eines Taifuns durch ein drahtlos zu verfolgendes atmosphärisches Störzentrum nachweisen läßt, ebenso wie dies bei großen kontinentalen Wetterstürzen und Sommergewittern möglich war. Als Meßapparatur diente ein Rahmenempfänger mit einem Achtröhren-Verstärker, der ziemlich gleichmäßige Empfindlichkeit zwischen den Wellenlängen 1000 m und 30 000 m zeigte. Mit dem Rahmen wurde einige Minuten lang auf die Zone geringster Störungen eingestellt, im rechten Winkel dazu war dann das Störzentrum anzunehmen. Dabei wurden nur die 6 Hauptrichtungen der Windrose untersucht, da eine Einstellung auf einige Grade genau selten möglich ist.

Die Versuchsergebnisse, an 11 teilweise nahe an der Station vorbeiziehenden Taifunen gewonnen, sind ausführlich zusammengestellt und zeigen:

Während Zyklon-Zentren kontinentalen Ursprungs an atmosphärischen Störungen mit derselben Apparatur verfolgt werden konnten, riefen Taifune ganz im Gegenteil eine Reinigung der Atmosphäre sogar für mehrere Tage hervor, sowie eine auffällige Verbesserung des Empfanges. Dies Resultat wurde nicht nur durch die Lautstärke von Landstationen, sondern in zwei Fällen auch durch Schiffsstationen bestätigt, die sich mehrere Stunden im Taifungebiet befanden und in dieser Lage viel besser verstanden wurden und selbst empfingen.

Eine Erklärung dieses Unterschiedes in der elektrischen Auswirkung von Wirbelstürmen könnte darin zu suchen sein, daß es sich nur bei den Zyklonbildungen um den Einbruch polarer in äquatoriale Luftschichten handelt; experimentell wird sich dies sehr schwer bestätigen lassen.
A. v. Hippel.

M. G. Lakhovsky. Rayonnements Microbiens et Oscillations Cellulaires. Radio Electricité (25. Oktober 1924). Tome V. Nr. 70.

Der Verfasser hat die unserer Zeit nicht sehr fern liegende Vorstellung, daß eine Reihe physiologischer Vorgänge vielleicht mit elektrischen Strahlungserscheinungen zusammenhängen, deren Existenzbeweis sich vorerst noch unseren Meßmethoden entzieht, zu einer recht abenteuerlich anmutenden Theorie verdichtet:

Das Orientierungsvermögen der Vögel soll auf ihrer Fähigkeit beruhen, elektrische Schwingungen zu senden und zu empfangen; jede Zelle unseres Organismus soll dank ihres kombinierten Gehaltes an anorganischen Stoffen ankommende Wellen zu empfangen und selbst solche dauernd auszusenden vermögen in einer Frequenz, die wohl noch oberhalb der Röntgenstrahlen läge, und mit einer Amplitude die in ihrem Betrag von dem Gesundheitszustand des Lebewesens abhänge. Eine Erkrankung würde sich also als eine Art Radioduell zwischen Bakterie und Zelle abspielen, bei dem man als Arzt nicht durch Bakterienabtötung — die auch zu einer Schädigung des Organismus führe — sondern durch direkte oder indirekte Stärkung der Zelleneigenstrahlung eingreifen könne.

Das vielleicht Beachtenswerte an diesen recht unphysikalischen Gedankengängen ist der Versuch, sie experimentell durch Einwirkung kurzer elektrischer Wellen (Wellenlänge ca. 2 m) auf erkrankte Pflanzen zu erhärten. Durch eine Reihe von Bestrahlungen mit Hochfrequenz gelang es nach Angabe des Verfassers und dreier Mitarbeiter, nacheinander 3 mit Bacterium tumefaciens geimpfte Pelargonien, nachdem der Tumor schon erheblich gewachsen war, zu völligem Abheilen zu bringen, während 6 nicht behandelte Pelargonien den Tumor in teilweise riesiger Ausbildung zeigten.

Sollte sich dies als richtig erweisen, so wäre eine ausgedehntere Untersuchung über etwaige physiologische Wirkung kurzer elektrischer Wellen auch für den Physiker von großem Interesse. A. v. Hippel.

J. H. Morecroft und A. G. Jensen. Die Berechnung von 2 Röhrenkreisen. (An analysis of two triode circuits). Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 579—603. 1924.

Die Verfasser beschäftigten sich mit dem Fall, daß der Schwingungskreis im Anodenkreis der Röhre, und ebenso mit dem zweiten, daß er im Gitterkreis derselben liegt und im ersten Fall mit dem Gitterkreis, im zweiten mit dem Anodenkreis rückgekoppelt ist. In beiden Fällen ist eine Schaltung berücksichtigt, in der ein Teil des Schwingungskreises aus einer Brücke besteht, die den Widerstand und die Reaktanz des Schwingungskreises in seiner Rückkopplung mit der Röhre zu messen gestattet. Auf diese beiden Größen kommt es den Verfassern hauptsächlich in ihrer Arbeit an.

Die Voraussetzung für die Rechnungen der Verfasser ist eine geradlinige Charakteristik der Röhre und verschwindender Gitterstrom. Am Schlusse werden eine Reihe von Messungen angeführt, die gewisse Folgerungen, die sich aus den Rechnungen ergeben, bestätigen.

Man kann M. L. Hull nicht unrecht geben, wenn er zu der Arbeit bemerkt, daß die theoretische Behandlung von Elektronenröhrenkreisen, wie sie die Arbeit enthält, hinter früheren Arbeiten anderer Verfasser zurückbleibt. Das gilt insbesondere auch gegenüber der von Hull nicht zitierten Arbeit von G. Joos, ds. Jahrbuch **20**, 416—444, 1922, und Ann. Phys. **69**, 505—547, 1922, in der der Röhrengenerator unter Zugrundelegung der wirklichen Form der Charakteristik und auch für den Fall eines merklichen Gitterstroms behandelt ist. Zenneck.

E. Takagishi. Experimentelle Bestimmung der fundamentalen dynamischen Charakteristik einer Röhre. (Experimental determination of the fundamental dynamic characteristics of a triode). Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 609—622. 1924.

Mit Rücksicht auf die Verhältnisse beim Röhrensender behandelt der Verfasser den folgenden Fall: Es wirkt auf den Gitterkreis eine oszillatorische EMK e_g (bei den Versuchen von 50 Per./sec.) und auf den Anodenkreis eine ebensolche EMK e_a, wobei beide — mit Rücksicht auf die Verhältnisse beim Röhrensender stets in entgegengesetzter Phase gehalten werden. Er untersucht nun, wie sich der Anodenstrom und Gitterstrom verhält, wenn bei einem bestimmten Verhältnis zwischen der Amplitude von e_a und e_g die Gitterspannung variiert wird. Dieses Verhältnis selbst, ebenso auch die Anodengleichspannung werden auf verschiedene Werte eingestellt und es werden für eine Anzahl dieser Werte die entsprechenden Kurven aufgenommen.

Bei allen diesen Messungen handelt es sich nur um die Amplitude der Grundschwingung der in Betracht kommenden Größen. Das entscheidende Meßinstrument in seiner Anordnung ist demnach ein Vibrations-Galvanometer, nicht etwa ein Hitzdraht- oder ein ähnliches Instrument Der Verfasser betont, daß sich aus den von ihm aufgenommenen Kurven Schlüsse auch für die Arbeitsweise eines Röhrensenders ziehen lassen, und gibt ein Beispiel dafür, das sich aber von der Schwingkennlinien-Methode von H. G. Möller nicht wesentlich unterscheidet.

Zenneck.

L. W. Austin und E. B. Judson. Eine Methode zur Messung der Feldstärken von drahtlosen Stationen und von atmosphärischen Störungen. (A method of measuring radio field intensities and atmospheric disturbances). Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 521—537. 1924.

1. Bei der Messung der Feldstärke von ungedämpften drahtlosen Stationen und ihrer zeitlichen Änderung wird der Überlagerer so eingestellt, daß im Empfangstelephon ein Ton von der Frequenz 1000/sec. entsteht. Dann wird dem Telefon der Strom einer Wechselstromquelle von derselben Frequenz zugeführt und diese in jedem Falle so reguliert, daß die Tonstärke dieselbe ist. Die Stromstärke, die dazu nötig ist, wird gemessen. Es entspricht dann also einer bestimmten Stärke des Wechselstroms eine bestimmte Feldstärke der auf die Empfangsantenne wirkenden Welle. Um den Wechselstrom als Maß für die Feldstärken der Wellen zu eichen, verwenden die Verfasser in üblicher Weise einen Hilfssender von derselben Hochfrequenz, wie sie der zu messende Fernsender besitzt, und lassen diesen in bekannter Koppelung auf die Empfangsantenne induzieren. Die EMK, die dadurch in der Antenne erzeugt wird, läßt sich aus dem Strom im Hilfssender und seiner Koppelung mit der Antenne berechnen. Man stellt dann wieder den Strom der Niederfrequenzquelle so ein, daß der Ton im Telefon dieselbe Stärke erreicht. Man erhält damit also eine Eichung eines Niederfrequenzstroms als Funktion der auf die Antenne wirkenden EMK und daraus in bekannter Weise als Funktion der auf die Antenne wirkenden Feldstärke.

Als Niederfrequenzquelle für 1000 Per/sec. benützen die Verfasser eine elektromagnetisch betriebene Stimmgabel der General Radio Co. von einer Konstruktion und Schaltung, die von der gewöhnlichen erheblich abweicht. Die Verfasser. betonen, daß dieselbe jedem Niederfrequenz-

Röhrensender vorzuziehen sei, weil der Strom in bemerkenswerter Weise frei von Harmonischen ist. Der Niederfrequenzstrom im Telefon wird durch einen Spannungsteiler reguliert, und zwar wird dabei dem Telefon etwa 200 000 Ohm induktionsfreier Widerstand vorgeschaltet, damit der Strom im Telefon mit genügender Genauigkeit berechnet werden kann, ohne daß es nötig wäre, die Impedanz des Telefons genau zu kennen.

Der Hilfssender ist ein Röhrensender, der vollkommen in einen Kasten von Kupferblech eingeschlossen ist. Im Schwingungskreis liegt der Widerstand, den der Kreis als Widerstandskoppelung mit der Empfangsantenne gemeinsam hat. Der Kasten und das eine Ende dieses Widerstandes sind geerdet. Der Einschluß des Schwingungskreises in den Kasten und die angegebene Erdung haben den Zweck, zu verhindern, daß zu der beabsichtigten Widerstandskoppelung noch unbeabsichtigte und unkontrollierbare kapazitive oder induktive Kopplungen hinzukommen.

Für die Strommessnug sowohl im Niederfrequenzkreis als im Hilfssender verwenden die Verfasser Vacuum-Thermo-Elemente der Western Electric Co.

Besondere Methoden werden dann noch angegeben, um die Feldstärke von sehr schwachen Zeichen und außerdem von solchen, die durch einen Niederfrequenzverstärker verstärkt sind, zu messen.

2. Zur Messung der Stärke von atmosphärischen Störungen wird der Stimmgabel-Generator unmittelbar an den Anodenkreis der Empfängerröhre angelegt und der Strom solange variiert, bis die Zeichen gerade noch durch die atmosphärischen Störungen hindurch gehört werden können. Diese Zeichen werden — und zwar mit einer Geschwindigkeit von ca. 20 Worten/sec. — durch eine Hand- oder automatische Taste gegeben, die in den Stromkreis des Stimmgabelgenerators eingebaut ist. Die Feldstärke der wirklichen Zeichen, die nach den Messungen von 1. dieser Stromstärke im Telefon entsprechen würde, wird als Feldstärke der atmosphärischen Störungen angesehen.

Am Schluß der Arbeit wird eine Anordnung beschrieben, um die wirksame Höhe von Sende-Antennen zu messen. Die Methode besteht darin, daß man in einer Rahmen-Antenne von bekannten Dimensionen den Strom mißt, den ein bekannter Strom in der Sende-Antenne hervorruft, wenn die Entfernung zwischen Sende-Antenne und Rahmen von der Größenordnung einer Wellenlänge oder darüber ist. Der von den Verfassern benützte Rahmen hatte eine Länge von 24,4 m und eine Höhe von 9,15 m. Die 15 Windungen bestanden aus 1,3 mm Draht und hatten untereinander einen Abstand von 15 cm. Der Rahmen war drehbar aufgehängt zwischen 2 Masten von 14 m Höhe und einem Abstand von 30 m. Zur Strommessung diente das oben angegebene Vacuum-Thermo-Element in Verbindung mit einem tragbaren Drehspul-Galvanometer, das für einen Hochfrequenzstrom von 0,71 mA einen Ausschlag von 10 Skalenteilen gab. Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Stabilisierung von Schwingungserzeugern.

D.R.P. 397864. Anordnung zur Stabilisierung von Schwingungserzeugern. Dr. Karl Willy Wagner in Berlin-Lankwitz. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Oktober 1921 ab. Ausgegeben am 2. Juli 1924.

Schwingungserzeuger werden vielfach mit Belastungen verwendet, die auf eine bestimmte Frequenz oder auf einen mehr oder minder eng begrenzten Frequenzbereich abgestimmt sind. Die Belastungen benutzt man entweder, um die Schwingungserzeuger möglichst gut auszunutzen, oder um unerwünschte Nebenschwingungen des Generators nicht

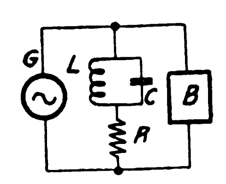


Fig. 1.

auf den Verbraucher zu übertragen. Die Rückwirkung der Belastung auf den Generator ist oft schädlich; sie besteht u. a. in einer Änderung der erzeugten Frequenz, so daß der Generator auf die gegebene Belastung nicht mehr abgestimmt ist und daher nicht mehr seine volle Leistung hergibt. Dieser Übelstand wird nach der Erfindung dadurch abgeholfen, daß man dem Generator eine außerhalb des abgestimmten Verbrauchers liegende zusätzliche Belastung erteilt. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 1. Die Zusatzlast besteht im wesentlichen aus einer Induktivität L und einer damit parallel geschalteten Kapazität C. Der Kreis LC ist auf die Betriebsfrequenz abgestimmt; er besitzt infolgedessen für diese Frequenz einen sehr großen Widerstand und nimmt daher nur einen sehr geringen Strom auf. Oberhalb und unterhalb der Abstimmungsfrequenz ist der Widerstand des Kreises sehr viel kleiner, so daß der Generator bei einer Abweichung der Frequenz von ihrem Sollwerte eine starke zusätzliche und mit der Frequenzabweichung zunehmende Belastung erfährt. Durch geeignete Einstellung oder Bemessung des Widerstandes R läßt sich die Höhe der Zusatzbelastung regeln. Durch die Wahl des Verhältnisses LC kann man innerhalb gewisser Grenzen die Frequenzabweichung einstellen, bei der die Zusatzbelastung wirksam wird.

Differenzkreisschaltung.

D. R. P. 391 229. Differenzkreisschaltung. Joseph Massolle in Berlin-Grunewald, Hans Vogt in Berlin-Wilmersdorf und Dr. Joseph Engl in Berlin-Grunewald. Patentiert im Deutschen Reiche vom 20. Februar 1921 ab. Ausgegeben am 29. Februar 1924.

Das Hauptmerkmal dieser Erfindung besteht darin, daß die Differenzkreise mit den Steuerstrecken einer oder mehrerer Verstärkungsröhren direkt oder indirekt gekoppelt sind, so daß in dem bzw. den Anodenkreisen eine Differenzwirkung zustande kommt. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 2. D_1 und D_2 sind die Differenzkreise. Der gekoppelte (Nutz-) Kreis K, bestehend aus $ck - sk_1 - sk_2$, ist mit den Anodenkreisen von R_1 und R_2 über die Selbstinduktionen

$sa_1 = sa_2$ gekoppelt, und zwar so, daß gegenüber D_1 und D_2 180° Phasendifferenz besteht. K ist dann stromlos, solange die Ströme in D_1 und D_2 in Phase sind, vorausgesetzt, daß R_1 und R_2 gleiche Anodenstromcharakteristik besitzen. Normalerweise wird man R_1 und R_2 so wählen, doch kann man zur Erzielung besonderer Effekte auch ungleiche Röhren

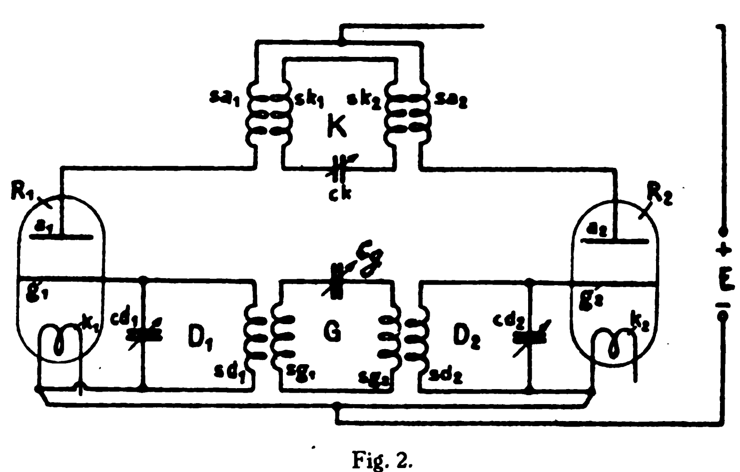


Fig. 2.

verwenden. Werden nun durch den zu übertragenden Effekt die Abstimmungen in D_1 und D_2 nach entgegengesetzten Richtungen (bzw. unter Konstanthaltung der Abstimmung des anderen Kreises nur die von D_1 oder D_2) geändert, so sind Strom und Spannung in D_1 und D_2 nicht mehr phasengleich. Die ihrer Differenz entsprechenden Stromwerte werden sodann auf K übertragen.

Kompensation des Ohmschen Spannungsabfalles.

D.R.P. 406 341. Schaltung zur Kompensation des Ohmschen Spannungsabfalles in einem Kurzschlußzweige eines Wechselstromsystems. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 14. Oktober 1922 ab. Ausgegeben am 21. 11. 1924.

Nach der vorliegenden Erfindung wird der Hilfskreis der Entkopplung (vgl. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, Bd. 19, 1922, Heft 5/6, Seite 356 und ff.) zur Kompensation der Ohmschen Spannung eines Kurzschlusses verwendet, um auf diese Weise einen idealen Kurzschluß zu erzielen. Zu diesem Zweck koppelt man einen Hilfskreis einerseits mit einer beliebigen Stelle des Wechselstromsystems, in dem der Kurzschlußkreis angebracht ist, und andererseits mit

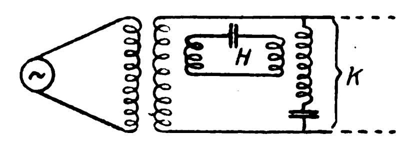


Fig. 3.

der Spule dieses Kurzschlußkreises; durch entsprechende Einstellung der Kopplung und Verstimmung des Hilfskreises wird der Spule eine Gegenspannung aufgedrückt, welche geradeso groß ist, daß sie den Ohmschen Spannungsabfall kompensiert. Schematisch ist eine Schaltung in Fig. 3 dargestellt. In einem durch Wechselstrom gespeisten Leitersystem befindet sich ein Kurzschlußzweig K. Durch Verwendung des Hilfskreises H wird die besagte Kompensation ausgeführt.

Empfangsanordnungen.

D. R. P. 404 779. Glühkathodenempfängerschaltung für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Marconi's Wireleß Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 21. April 1920 ab. Ausgegeben am 23. Oktober 1924. Priorität: Großbrit. 13. 5. 1919.

Es sind Stufenverstärkungsschaltungen bekannt, bei denen eine Induktivität von geringem Widerstand und eine Kapazität parallel dazu im Anodenkreis liegen, wobei die Kapazität in vielen Fällen nur in den Leitungen und in der Röhre liegt. Diese Schaltung verstärkt die Eigenwelle des Kreises Kapazität — Induktivität ausgezeichnet, aber Wellen, die von dieser Eigenwelle entfernt sind, sehr wenig. Die Erfindung bezweckt, nicht nur längere, sondern auch kürzere Wellen gleichmäßig zu verstärken. Fig. 4 zeigt ein Ausführungsbeispiel einer gemäß der Erfindung verbesserten Stufenverstärkungsschaltung. Es sind zwei oder mehr

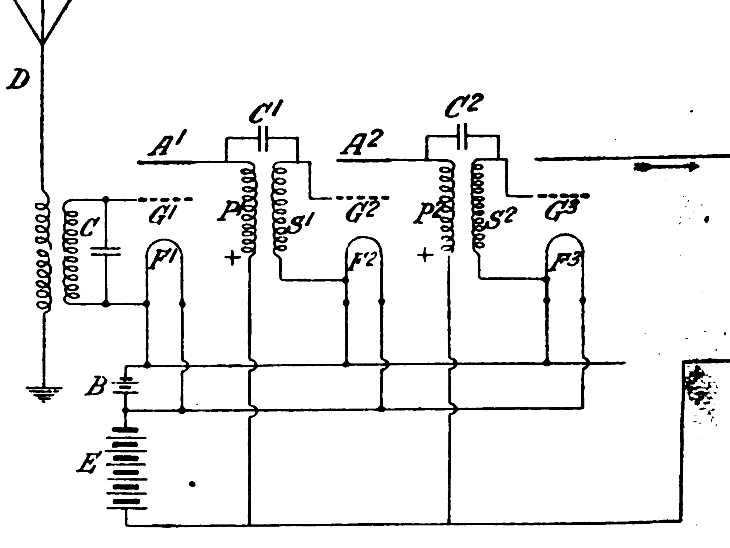


Fig. 4.

Röhren mittels eisenloser Trasformatoren P^1, S^1, P^2, S^2 stufenweise hintereinandergeschaltet. Die Wicklungen der Transformatoren bestehen erfindungsgemäß aus Widerstandsdraht und sind so angeordnet, daß das Verhältnis der Induktanz zur Kapazität so groß wie möglich wird. Die Verbesserung dieser Schaltung besteht darin, daß zunächst durch einen Dämpfungswiderstand die bevorzugte Verstärkung der Eigenwelle heruntergedrückt wird. Damit wird für einen breiteren Wellenbereich eine zwar geringe, aber gleichmäßige Verstärkung erzielt. Ferner wird die Anordnung weiterer Verstärkungsstufen möglich gemacht, durch die sich z. B. die ursprüngliche Verstärkungsziffer erreichen läßt.

D.R.P. 406 422. Empfänger für ungedämpfte Schwingungen mit übergelagerten Ton- und Sprachfrequenzen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. September 1921 ab. Ausgegeben am 21. 11. 24.

Gegenstand der Erfindung ist ein Empfänger, der zwei Empfangssysteme enthält, von denen das eine auf die hochfrequente Grundfrequenz (Trägerwelle), das andere dagegen auf eine Hochfrequenz abgestimmt ist, die sich von der Grundfrequenz um die Tonfrequenz bzw. um den Mittelwert der übertragenen Sprachfrequenzen unterscheidet. Letzteres Empfangssystem enthält den Detektor oder sonstigen Indikator. Das erstere System sondert die Grund-

frequenz aus, die nach erfolgter Verstärkung auf das zweite Empfangssystem zur Wirkung gebracht wird. Der Hauptvorteil des Erfindungsgegenstandes ergibt sich bei seiner Anwendung auf drahtlose und Drahttelephonie. Bei der Telephonie arbeitet man bekanntlich statt mit einer Frequenz mit einer ganzen Reihe von Tonfrequenzen, die der Grundfrequenz überlagert werden. Dementsprechend entstehen sowohl am Sender wie am Empfänger Interferenztöne, resultierend aus der Grundfrequenz und einem ganzen Seitenband vom Frequenzbereich von z. B. 20 600 bis 21 300, entsprechend den hauptsächlich in der Sprache enthaltenen Tönen von 600 bis 1300. Die jedem einzelnen Ton entsprechenden Frequenzen kommen nun im Empfangssystem zur Interferenz mit der Grundfrequenz und ergeben ein Tonband. Die Vorbedingung für ein möglichst starkes Tonband ist eine möglichst starke Ueberlagerung der Grundfrequenz auf jede einzelne der Tonfrequenzen. Wenn man erfindungsgemäß die Grundfrequenz aussendet und im Empfänger verstärkt als Überlagerung auf den Detektor wirken läßt, ferner das den Detektor enthaltende System auf die Mittelfrequenz, z. B. auf 21 000 Perioden abstimmt, so erzielt man eine erhöhte Verstärkung aller für die Sprache in Betracht kommenden Tonfrequenzen. Die Erfindung kann zweckmäßig auch zur Verminderung der atmosphärischen Störungen benutzt werden, wenn die beiden Empfangssysteme so mit der Leitung oder ihren Antennen gekoppelt sind, daß die Störungen in ihrer Einwirkung auf den Detektor um 180° in der Phase verschoben sind und sich annähernd kompensieren.

D.R.P. 406 966. Empfansanordnung für Hochfrequenzsignale, bestehend aus einer Horizontalantenne oder einer Übertragungsleitung, deren effektive Länge gleich einem Mehrfachen der Wellenlänge der zu empfangenden Signale ist. General Electric Company in Schenectady, N. Y., V. St. A. Patentiert im Deutschen Reiche vom 8. Juli 1922 ab. Ausgegeben am 10. Dezember 1924. Priorität: Amerika 15. 7. 21.

Um einen möglichst selektiven Empfang zu erzielen und Störungen auszuschalten, welche durch atmosphärische Entladungen oder fremde Sender hervorgerufen werden, wird

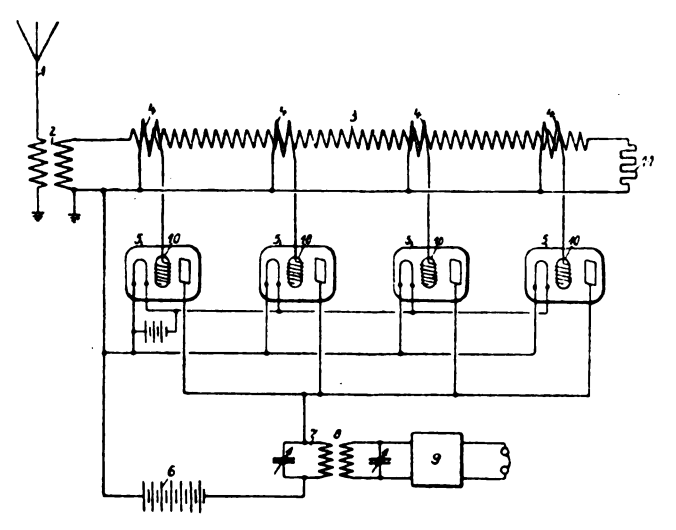


Fig. 5.

gemäß der Erfindung die Energie der Empfangsströme gleichzeitig von mehreren Punkten der Antenne bzw. Übertragungsleitung abgenommen, welche einen gegenseitigen Abstand von einer bzw. mehreren Wellenlängen haben, und dem Empfänger zugeführt. (s. Fig. 5.) Dadurch wird erreicht, daß die Empfangsintensität für die aufzunehmende Frequenz eine Funktion der arithmetischen Summe der Stromamplituden in den Punkten der Antenne, von welchen die Zuführung zum Empfänger erfolgt, wird, weil in den Abzweigpunkten die Ströme in gleicher Phase sind. Für jede andere Frequenz aber sind die Ströme in den Abzweigstellen der Antenne gegeneinander phasen-verschoben, so daß ihre Wirkungen sich zum Teil kompensieren, weil nur ihre vektorielle Summe für die Empfangsintensität in Bekommt. Es läßt sich daher mit Hilfe der Erfindung eine bedeutende Bevorzugung einer bestimmten Frequenz gegenüber anderen störenden Schwingungen erreichen.

D.R.P. 407 841. Einrichtung für Richtempfang. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 14. Juni 1923 ab. Ausgegeben am 6. Januar 1925.

Die Erfindung gibt eine Methode an, die es erlaubt, den Antenneneffekt nahezu aperiodisch in den gemeinsamen Empfangskreis einzuführen, und zwar erfolgt dies dadurch, daß der Antennenstrom eine Röhre beeinflußt, deren Ausgangskreis eine Serienschaltung von Selbstinduktion und Widerstand enthält und durch Abzweigung von diesem

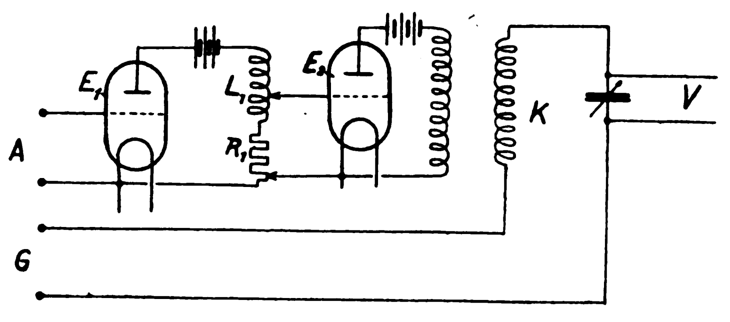


Fig. 6.

Widerstand und der Selbstinduktion eine gewünschte Phasenverschiebung zwischen den dem gemeinsamen Empfangssystem aufgedrückten Spannungen des Antennen- und Rahmeneffektes erzielt wird. (s. Fig. 6.) Die Phasenverhältnisse sind folgende: Ist Ri der innere Widerstand der Röhre und Eg die am Gitter auftretende Spannung, so ist die Phase φ des im Anodenkreis auftretenden Wechselstromes i_a gegeben durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L_1}{R_i + R_1}$$

wo also $\varphi = \sphericalangle E_g, i_a$. Ist L_1 klein, verglichen mit R_i und R, so ist i_a angenähert in Phase mit Eg. Bezeichnet man denjenigen Teil von R und L, der abgegriffen wird, mit R_1 und L_1, so ist die Phase ψ der abgegriffenen Spannung gegenüber i_a gegeben durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L_1}{R_1}$$

Macht man L_1 groß im Verhältnis zu R_1, ändert sich φ weniger stark als proportional ω. Im früheren Falle dagegen, wo die Phasenlage mit einem abgestimmten Kreise erzeugt wurde, würde selbst eine Änderung von λ um etwa $\pm$ 5 Prozent eine Phasenänderung von fast + 90 auf fast — 90 zur Folge haben.

D.R.P. 407 872. Vorrichtung zum Empfang elektrischer Wellen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 7. Mai 1918 ab. Ausgegeben am 30. Dezember 1924.

Die Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß zum Empfang eine Rahmenspule in Kombination mit einer Einrichtung zur Hochfrequenzverstärkung verwendet wird. Ein weiterer Erfindungsgedanke besteht darin, daß in dem zur Abstimmung der Rahmenspule dienenden Kreis eine besondere Zusatzspule vorgesehen ist, die zum Ausgleich bei geringer Windungszahl der Rahmenspule dient und so gelagert ist, daß ihr Feld auf die Rahmenspule keinen Einfluß hat. Da eine Rahmenspule im Gegensatz zu einer offenen Antenne eine ausgesprochene Bevorzugung einer einzigen Empfangsrichtung, nämlich der, die in der Rahmenspulenebene liegt, aufweist, so kann die vorliegende Kombination durch Drehbarmachung der Rahmenspule selbst als ideales Peilgerät benutzt werden. Selbstverständlich kann man den Wicklungsbetrag der Empfangsspule auch noch unterteilen, um entsprechend den verschiedenen vorliegenden Verhältnissen mehr oder weniger Teile dieser Wicklung zum Empfang zu benutzen.

Verschiedenes.

Rahmenantenne; Meßvorrichtung.

D. R. P. 406 535. Rahmenantenne für drahtlose Telegraphie. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert im Deutschen Reiche vom 31. Mai 1922 ab. Ausgegeben am 29. November 1924.

Die vorliegende Erfindung bezieht sich auf eine bauliche Vereinfachung für Rahmenantennen. Gemäß der Erfindung sollen zwei Maste, zwischen denen ein Antennendraht gespannt ist, als stromführende Seiten einer Antennenschleife verwendet werden, so daß die Rahmenantenne aus dem zwischen den Masten gespannten Draht, den beiden

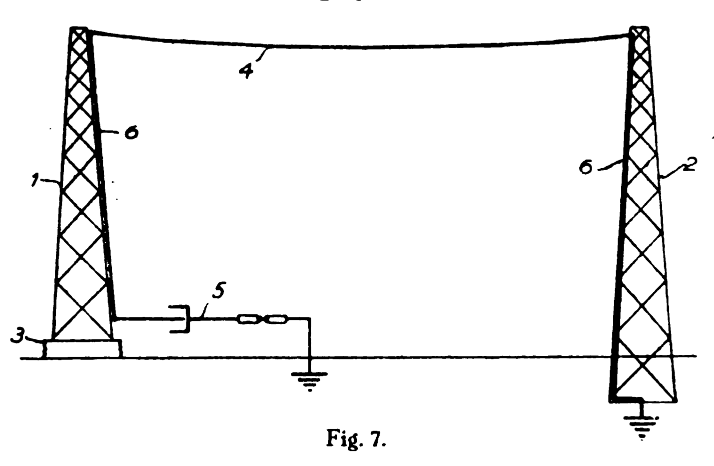


Fig. 7.

Masten und der Erde gebildet wird. Es sind bereits Antennenanordnungen bekannt, bei denen die Maste ebenfalls als elektrisch wirksame Teile einer Antenne Verwendung finden. Man hat nämlich vorgeschlagen, die Türme oder Maste, zwischen denen Antennendrähte gespannt sind, aus mit Metallplatten belegtem Isoliermaterial zu bauen, damit sie als Kapazitäten wirken. Im Gegensatz dazu sollen nach der vorliegenden Erfindung die Maste als Leitungsstrom führende Teile einer Rahmenatenne ausgebildet sein. Eine Ausführungsform zeigt Fig. 7. Nach dieser Anordnung ist der Mast 2 geerdet, während der Mast 1 auf einer isolierenden Unterlage 3 aufgestellt ist, um die Zwischenschaltung des Senders bzw. eines Empfängers zwischen Mast und Erde zu ermöglichen. Sind die Maste selbst nicht aus leitendem Material hergestellt, so können sie mit einem leitenden Material belegt sein und dadurch als stromführende Verbindung wirken.

D.R.P. 406 728. Meßvorrichtung zur Prüfung der Aussteuerung von Hochfrequenztelephoniesendern. Telefunken, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Erfinder: Walter Schäffer in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 6. August 1920 ab. Ausgegeben am 4. Dezember 1924.

Eine Schaltungsanordnung gemäß der Erfindung zeigt Fig. 8. Ist in dem Kreise 1, 2, 3 eine sinusförmige, ungedämpfte Hochfrequenzschwingung vorhanden, so werden in dem Kreise 4, 5, 6 Schwingungen induziert die aber gemäß Fig. 9 durch Gleichrichter 5 abgeändert werden und deren Gleichstromkomponente über die Drosseln 7 durch das Deprezinstrument abfließt, während der restierende, hochfrequente Wechselstrom doppelter Frequenz über den Kondensator 6 abfließt. Wird nun der ungedämpften Schwingung im Kreis 1, 2 3 bei Telephonie z. B. eine Tonfrequnz aufgedrückt, dadurch, daß die Maximalitude der Hochfrequenzschwingung sich gemäß der niederfrequenten Tonschwingung ändert, so verläuft der Strom in der Antenne, wie in Fig.

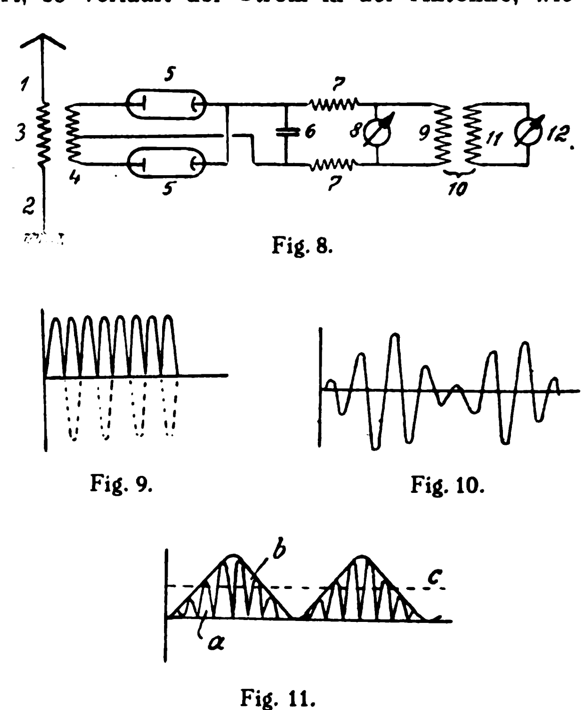


Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 11.

10 dargestellt ist. In dem Kreis 4, 5, 6 ergibt sich durch die Gleichrichterwirkung die Fig. 11, die sich auf folgenden drei Komponenten resultiert: a) Eine Hochfrequenzschwingung doppelter Frequenz, die über den Kondensator 6 abfließt, da die Drosseln und das Instrument 8 große induktive Widerstände darstellen. b) Eine niederfrequente Schwingung, die durch das Insktrument 8 nicht angezeigt wird, wohl aber über den Transformator 10 auf das Hitzdrahtinstrument 12 wirkt, welch letzteres auf die hochfrequenten Schwingungen in diesem Fall nicht anspricht, da dieselben durch die Drosseln 7 und den Tronsformator 10, der ebenfalls als eine große Drossel wirkt, abgedrosselt werden. c) Ein Gleichstrom, der von dem Instrument 8 angezeigt wird. Demnach zeigt das Instrument 8 die ungesteuerte Energie des Senders an, während das Instrument 12 die auf die Hochfrequenz aufgedrückte Niederfrequenz, d. h. die gesteuerte Energie angibt. Die Instrumente 8 und 12 werden nun auf Grund oszillographischer Aufnahmen so geeicht, daß bei voller Aussteuerung beide Instrumente sich auf 100 einstellen.

Band 25 Heft 3



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 25 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Ein Röhrenohmmeter.

Von **S. Loewe** und **W. Kunze.**

I. Allgemeine Grundlagen.[1])

Es soll eine von den Verfassern entwickelte Schaltung beschrieben werden, die die Elektronenröhre als Ohmmeter und mit einigen zusätzlichen Einrichtungen als Universalinstrument zur Messung von Widerständen, Kondensatoren, Spannungen usw. zeigt. Das Grundprinzip der Schaltung ist fogendes (Fig. 1):

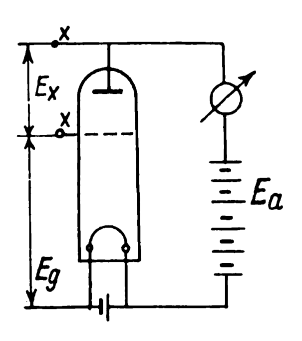


Fig. 1.

Läßt man das Gitter der Röhre offen, so stellt sich eine (negative) Gitterspannung $-E_{g0}$ ein, deren Größe im allgemeinen nur durch den Isolationszustand des Gitters und seiner Zuleitungen bestimmt ist. Für diesen Zustand kann man den Gitterstrom praktisch als 0 annehmen. Am Anodenstrominstrument stellt sich ein bestimmter Wert I_{a0} ein, der sich aus der Charakteristik im Punkte A ergibt (Fig. 2). Schaltet man nun zwischen die Klemmen XX (Fig. 1), also zwischen Gitter und Anode, einen Widerstand R_x ein, so fängt sofort der Gitterstrom an zu fließen und es gilt folgende Gleichung

$$E_a = E_g + E_x,$$

wobei bei unendlichem Isolationszustand des Gitters (siehe obige Annahme) ist

$$E_x = I_g \cdot R_x.$$

Hieraus folgt.

$$E_a = E_g + I_g \cdot R_x$$

und

$$R_x = \frac{E_a - E_g}{I_g}$$

Es tritt also bei jedem Werte von R_x in dem System Anode-Gitter-Kathode eine bestimmte Spannungsverteilung auf, bei der die Größe der Gitterspannung, von dem Ruhepunkt $-E_{g0}$ gerechnet, durch I_g, R_x und E_a gegeben ist. Diese Gitterspannung ergibt z. B. den Wert E_{g1} und damit den im Anodenkreis zu messenden Emissionsstrom $I_{a1} + I_{g1}$, da in der Charakteristik nur der reine Anodenstrom gemessen wird, hier jedoch stets die Summe $I_a + I_g$. Jedem R_x entspricht also ein bestimmtes E_g und hiermit ein bestimmter Ausschlag $J_a = I_a + I_g$.

Ist $R_x = 0$, so ist $E_g = E_a$, und wir erhalten für den Kurzschluß der Meßklemmen den gesamten Emissionsstrom $Ia_{\max} = J_s$. Dies ist der durch die Konstruktion der Röhre bedingte Sättigungsstrom. Ein Durchbrennen des Instrumentes kann also nie eintreten, wenn der Maximalausschlag desselben wenigstens gleich dem Sättigungsstrom der Röhre ist.

Der Meßbereich der Anordnung erstreckt sich demnach vom Werte $R_x = \infty$ bis zum Werte $R_x = 0$ oder unter Berücksichtigung der unvermeidlichen Isolationsschwierigkeiten bei offenem Gitter von ca. $1000 \cdot 10^6$ Ohm bis 0 Ohm. Nebenbei sei erwähnt, daß die entsprechende Eichkurve bei einem Maßstabe von 1000 Ohm = 1 mm eine Länge von 1000 m haben würde. Die Auftragung der Eichkurve bereitet selbst auf logarithmisch geteiltem Papier Schwierigkeiten.

[1]) Literatur über Röhren-Meßtechnik siehe dieses Jahrbuch, 18, 1921, p. 38.

II. Eichung.

Die Eichung der Anordnung kann nun folgendermaßen vor sich gehen.

Aus der Formel:

$$R_x = \frac{E_a - E_g}{I_g}$$

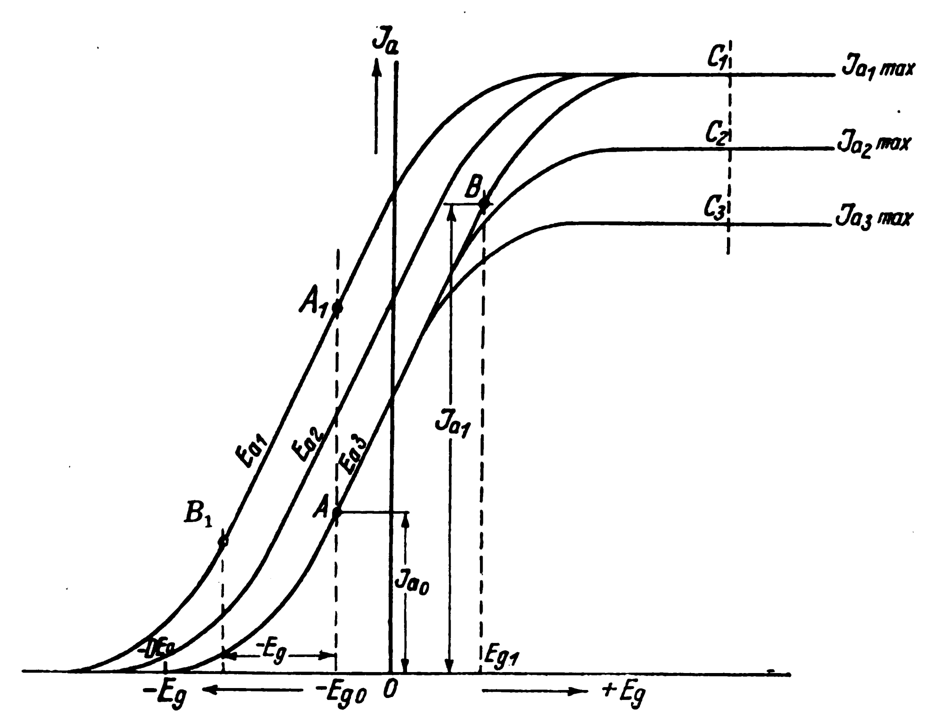


Fig. 2.

folgt, daß, wenn E_a, E_g und I_g bekannt sind, R_x berechnet und als Funktion des gleichzeitig gemessenen $J_a = I_a + I_g$ aufgetragen werden kann. Man benutzt folgende Schaltung (Fig. 3). Das Potentiometer R dient zum genauen Einstellen des Punktes A in Figur 2. Man macht $E_g = 0$ und reguliert R solange ein, bis bei Öffnen und Schließen des Schalters S eine Aenderung des Anoden-

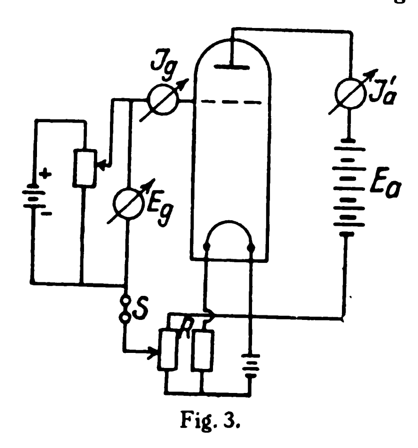


Fig. 3.

stromes nicht mehr stattfindet. Das bedeutet dann, daß sich in beiden Fällen das Gitter auf demselben Potential — $E_{g\,0}$ gegenüber der Kathode befindet, bei dem ein Gitterstrom nicht auftritt. Nun nimmt man für verschiedene Werte von E_g (bei unverändertem R) I_g und I_a' auf. Aus obiger Formel ergibt sich dann R_x, welches man über $J_a = I_a + I_g$ aufträgt. Man erhält dabei eine Kurve nach Art der Figur 4. Mit Hilfe von bekannten Widerständen kann man die Kurve für kleine Werte (unter 200 000 Ohm) leicht nach der Schaltung Fig. 1 vervollständigen, da die aus obiger Formel errechnete Kurve für kleinere Werte von R_x leicht ungenaue Ergebnisse liefert. Gewarnt sei jedoch vor der Verwendung von Silitstäben zur Eichung, da deren Widerstandswert von der angelegten Spannung sehr stark abhängig ist und somit gänzlich falsche Eichpunkte ergeben würde [2].

III. Einstellung.

Eine vollständige Schaltung der Brücke ist in Fig. 5 [3]) dargestellt. R_1 ist ein Potentiometer mit zwei Schiebern Sch_1 und Sch_2, deren Verwendung unten näher erläutert wird. R_1 läßt sich natürlich auch in zwei getrennte Potentio-

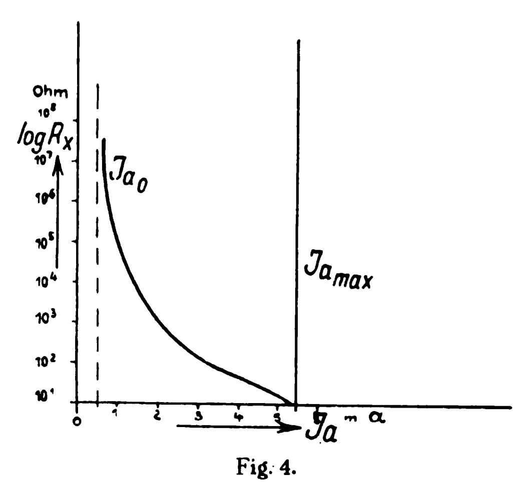


Fig. 4.

meter auflösen. R_2 ist der Widerstand zur Regulierung der Heizung des Rohres. Er wird am besten getrennt in Grob- und Feinregulierung. S_1 ist ein hochisolierender Schalter, S_2 ein ebensolcher Umschalter (Antennen-

[2]) Für Eichzwecke geeignete hochohmige Widerstände werden von der Loewe Audion G. m. b. H., Berlin-Friedenau, Niedstr. 5 hergestellt.

[3]) In Fig. 5 hat sich ein Zeichenfehler eingestellt. Es besteht keine leitende Verbindung zwischen der Leitung $x\,S_1$ und Anode a.



umschalter). Bedingung für einwandfreies Arbeiten ist eine sehr gute Isolation der ganzen Schaltung durch Porzellan oder Hartgummi.

Zur Einstellung der Brücke selbst schaltet man Heiz- und Anodenspannung an, schließt die Klemmen *XX* kurz, stellt S_2 auf *a* und schließt S_1. Durch Feinregulierung der Heizung (mit Sch_3) kann man nun den Gesamt-Emissions-

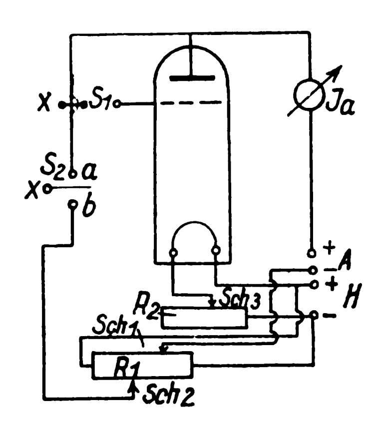


Fig. 5.

strom auf den der Eichung zugrunde gelegten und von der Röhre ohne Überheizung gelieferten Wert (ca. 3—4 *mA* für gewöhnliche Röhren) einstellen (man nehme lieber etwas weniger als zu viel, da die Konstanz der Brücke davon stark abhängig ist. Punkte C_1, C_2, C_3, Fig. 2.)

Öffnet man nun S_1, so stellt sich irgendein bestimmter Punkt *A* ein. Stellt man nun S_2 auf *b* und schließt S_1 wieder, so kann man mit dem Potentiometer Sch_2 die Einstellung dahin bringen, daß ein Öffnen und Schließen von S_1 keinen Einfluß auf I_a hat. Mit Sch_1 kann man die Anodenspannung in geringen Grenzen ändern und so einen Einfluß auf Punkt *A* durch Verschieben der Charakteristik in dem Sinne ausüben, daß auch der „Offenpunkt" *A* genau auf den der Eichung zugrunde liegenden Wert eingestellt wird. Bei der ersten Eichung stellt man S_2 auf *b*, schließt S_1 und legt bekannte Gitterspannung nach Fig. 3 an die Klemmen XX.

Vor jedesmaliger Wiederbenutzung der Meßbrücke hat man dann nur die oben beschriebene Einstellung in Form einer Korrektur des „Offenpunktes" A und des Sättigungsstromwertes auf die der Eichung zugrunde liegenden Werte zu wiederholen, um die Apparatur gebrauchsfertig zu machen. Zur Messung wird der unbekannte Widerstand zwischen die Klemmen *XX* angeschlossen, S_2 auf *a* gestellt, S_1 geschlossen und für den sich ergebenden Wert I_a die betreffende Widerstandsgröße aus der Eichkurve entnommen. Man kann selbstverständlich das Instrument auch direkt in Ohm eichen.

IV. Spannungsmessung. [4])

Will man die Anordnung zur Messung von Spannungen benutzen, so stellt man durch passende Wahl der Anodenspannung den Punkt A_1 nach Fig. 2 ein. Legt man nun an das Gitter eine negative Spannung $-E_g$, so wird sich der Wert I_{a1} entsprechend Punkt B_1 einstellen. Die Eichung nimmt man mit Gleichstrom vor. Will man dann Wechselspannungen messen, so schaltet man einen Luftkondensator von ca. 1000 cm vor das Gitter. Es tritt dann eine Audionwirkung auf, und an der Änderung von I_a kann man die negative Aufladung des Kondensators beobachten.

Es ergibt sich hiermit zum Beispiel die Möglichkeit, die Eigenschwingungen von Spulen usw. zu messen. Schaltet man die Spule *Sp* nach Fig. 6 und erregt mit einem Wellenmesser *W*, so wird in der Spule eine gewisse Span-

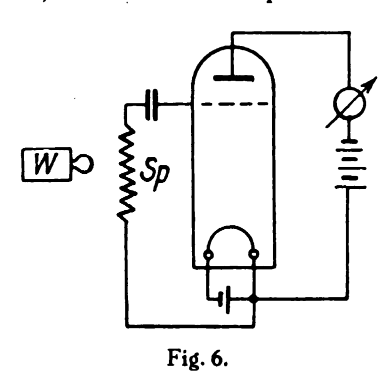


Fig. 6.

nung induziert, die sich am Sinken des Anodenstromes bemerkbar macht. Ist nun die aufgedrückte Frequenz gleich der Eigenfrequenz der Spule, so tritt Resonanz auf und die Spannung an der Spule wird ein Maximum, der Ausschlag des Instrumentes ein Minimum.

Es sei noch bemerkt, daß diese Spannungsmessungen nahezu leistungslos erfolgen.

V. Kapazitätsmessung.

Schließlich ermöglicht die Brücke noch die Messung von Kondensatoren nach folgender Überlegung: (Fig. 7). Schaltet man einen Kondensator *C* zwischen Gitter und Anode (in Fig. 5 zwischen *XX*, S_2 auf *a*), so mißt man am Anodeninstrument den Isolationswert des Kondensators. Schaltet man dann plötzlich S_2 auf Stellung *b* um, womit der positiv geladene Kondensatorpol an die Kathode kommt, während der andere Pol am Gitter bleibt, so erhält das

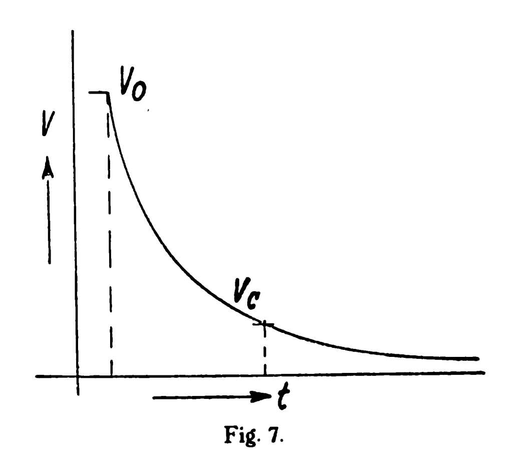


Fig. 7.

Gitter eine starke negative Aufladung in der Größe von annähernd $-E_a$ (genauer $-(E_a - E_{g0})$ Diese Ladung wird nun durch die Entladung des Kondensators über seinen eigenen inneren Isolationswiderstand verschwinden, falls der Widerstand der Meßanordnung wesentlich höher ist. Aus Fig. 2 ersieht man jedoch, daß die Röhre solange stromlos sein muß, als der Wert der Gitterspannung negativer ist als $-DE_a$ d. h. als diejenige Spannung, bei der der Anodenstrom zu fließen beginnt.

[4]) Vgl. F. Trautwein, l. c. p. 40.

Die Entladung eines Kondensators über einen Widerstand gehorcht nun folgenden Gesetzen (Fig. 7).

$$V_c = V_o \varepsilon^{-\frac{t}{T}} = V_o \cdot \varepsilon^{-\frac{t}{CR}}$$

$$T = CR = \text{Zeitkonstante}$$

$$\frac{V_c}{V_o} = \varepsilon^{-\frac{t}{CR}}$$

$$V_o = \backsim E_a$$

$$V_c = DE_a = z\,B\ 0.1\ E_a\ (\mathrm{D} = 10\ \%)$$

Für eine Röhre mit 10 % Durchgriff gilt also

$$C_{MF} \backsim 0{,}5 \frac{t_{sec}}{R_{megohm}}$$

wenn t die Zeit zwischen Umschalten und dem soeben zu beobachtenden Wiederanstieg des Anodenstromes bedeutet.

R entnimmt man der ersten Messung als Isolationswiderstand des Kondensators, t ist bei kleineren Kapazitäten (1000 cm) mit der Stoppuhr zu messen.

VI. Strommessung.

Die Messungen von Stromstärken lassen sich zurückführen auf die Messung des Spannungsabfalles, den der betreffende Strom über einen bekannten Widerstand erzeugt. Die Messung geschieht ähnlich wie oben unter Spannungsmessung angegeben.

Aus theoretischen Überlegungen geht hervor, daß man die Meßgenauigkeit, d. h. die Steilheit der Kurve Fig. 4, durch Wahl der Röhrenkonstanten (D, S, R_i, insbesondere Steilheit der Gitterstromcharakteristik) weitgehend ändern kann.

Berlin, den 15. Dezember 1924.

Der Empfang modulierter Wellen mit dem nicht rückgekoppelten Audion.

Von C. Kuhlmann.

Die Audiontheorie für Telegraphie.

Die mathematische Untersuchung des Audions für Telephonie baut sich auf der Behandlung des Problems für Telegraphie von Professor Möller („Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen" von Prof. Dr. H. G. Möller; Verlag von Vieweg & Sohn, Braunschweig) auf. Diese wird im Umriß vorausgeschickt.

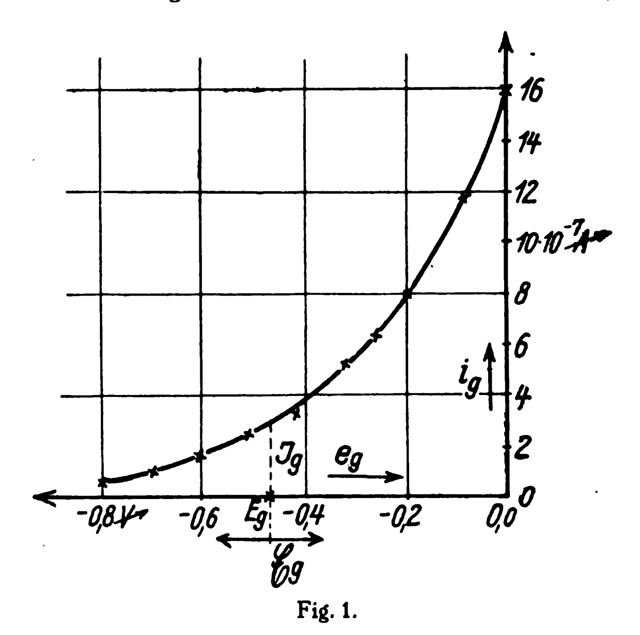


Fig. 1.

Am Gitter einer Röhre liege im Ruhezustand die Spannung E_g und es fließe der Strom J_g. Läßt man auf das Gitter eine Wechselspannung $\mathfrak{E}_g \cos \omega t$ einwirken, so daß also die Spannung um den Schwingungsmittelpunkt E_g nach beiden Seiten um $\mathfrak{E}_g$ schwankt, so findet wegen des exponentiellen Verlaufs der Gitterstromfunktion $i_g = i_g(e_g)$ (siehe Fig. 1) eine Gleichrichtung im Gitterkreis statt. Es bewirkt die angelegte Wechselspannung einen mittleren Gitterstrom, der um δJ_g größer als J_g ist. Außer dem Gitterwechselstrom tritt also eine Zunahme δJ_g des Gleichstromes auf, die mit Gleichrichterstrom oder Gleichrichtereffekt bezeichnet wird. Zur Berechnung desselben werde für den Gitterstrom nach Barkhausen eine Exponentialfunktion angesetzt und diese in eine Reihe entwickelt:

$$i_g = i_{g\,o}\, \varepsilon^{\beta e_g} = i_{g\,o} \left[1 + \frac{\beta e_g}{1!} + \frac{(\beta e_g)^2}{2!} + \frac{(\beta e_g)^3}{3!} + \ldots \right]. \quad (1)$$

Es ist also $i_{g\,o}$ der Strom, der bei der Spannnng $e_g = 0$ fließt.

Für $e_g = E_g + \mathfrak{E}_g \cos \omega t$ erhält man

$$\begin{aligned} i_g &= i_{g\,o} \cdot \varepsilon^{\beta E_g} \cdot \varepsilon^{\beta \mathfrak{E}_g \cos \omega t} \\ &= i_{g\,o} \cdot \varepsilon^{\beta E_g} \left[1 + \frac{\beta \mathfrak{E}_g \cos \omega t}{1!} + \frac{(\beta \mathfrak{E}_g \cos \omega t)^2}{2!} + \ldots \right] \end{aligned} \quad (2)$$

Der Faktor vor der Reihe stellt den Strom dar, der bei der Spannung E_g fließt; er war oben mit J_g bezeichnet worden. Damit erhält man

$$i_g = J_g \left[1 + \frac{\beta \mathfrak{E}_g \cos \omega t}{1!} + \frac{(\beta \mathfrak{E}_g \cos \omega t)^2}{2!} + \ldots \right] \quad (3)$$

Durch Integration ergibt sich der mittlere Gitterstrom

$$\overline{i_g} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T i_g\, dt = J_g \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^2}{2!} + \frac{3}{8} \cdot \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^4}{4!} + \ldots \right] \quad (4)$$

und damit der Gleichrichtereffekt

$$\begin{aligned} \delta J_g = \overline{i_g} - J_g = J_g \cdot \frac{1}{2} \Bigg[& \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^2}{2!} + \frac{3}{4} \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^4}{4!} + \frac{5}{8} \cdot \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^6}{6!} \\ & + \frac{35}{64} \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^8}{8!} + \frac{63}{128} \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^{10}}{10!} \\ & + \frac{113}{256} \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^{12}}{12!} + \frac{246}{512} \frac{(\beta \mathfrak{E}_g)^{14}}{14!} + \ldots \Bigg]. \end{aligned} \quad (5)$$

Der im folgenden häufig auftretende Faktor von J_g sei mit $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g)$ bezeichnet.

$$\delta J_g = J_g \cdot \mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g). \quad (6)$$

Es ist also das Verhältnis des Gleichrichtereffektes zum mittleren Gitterstrom gleich der Funktion $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g)$. Diese Beziehung wird später benutzt werden.



Jetzt sollen die Verhältnisse betrachtet werden, wenn man die Kombination

$$\mathfrak{R}_g = \frac{1}{\frac{1}{R_g} + j\,\omega\,C_{ü}}$$

in den Gitterkreis schaltet (siehe Fig. 2). Es stellt sich dann im Ruhezustand die Gitterspannung infolge des Spannungsabfalls über den Widerstand R_g auf ein negatives Potential $E_{g\,o}$ ein (Fig. 3); der dieser Spannung entsprechende Gitterstrom sei mit $J_{g\,o}$ bezeichnet. Läßt man nun eine Wechselspannung auf das Gitter einwirken, so soll angenommen werden, daß die Kapazität $C_ü$ für die Wechselspannung einen vollkommenen Kurzschluß bildet, daß also die volle induzierte Spannung am Gitter liegt. Bei positiver Amplitude am Gitter sammelt sich dort negative Ladung an, die sich während der folgenden Halbperiode nur langsam und unvollständig entladen kann. Dadurch vergrößert sich das negative Potential $E_{g\,o}$ des Gitters gegen die Heizung von $E_{g\,o}$ auf E_g und der mittlere Gitterstrom sinkt auf den der Spannung E_g entsprechenden Wert J_g. Der stationäre Zustand ist dann erreicht, wenn der Entladestrom der auf dem Gitter angesammelten Elektronen über den Widerstand R_g die Summe von Gleichrichterstrom δJ_g und Gitterstrom J_g deckt. Es gilt also die Strombilanz

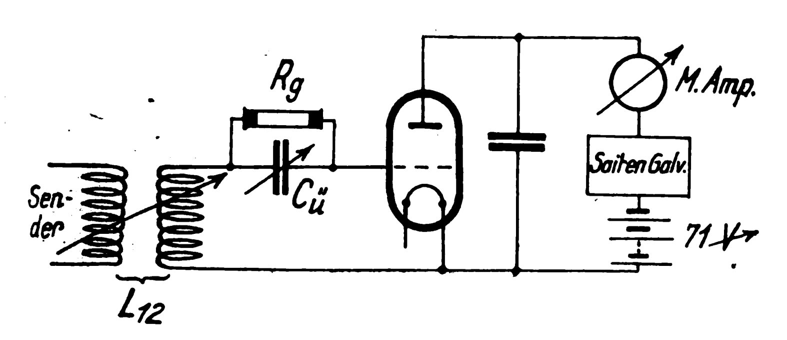


Fig. 2.

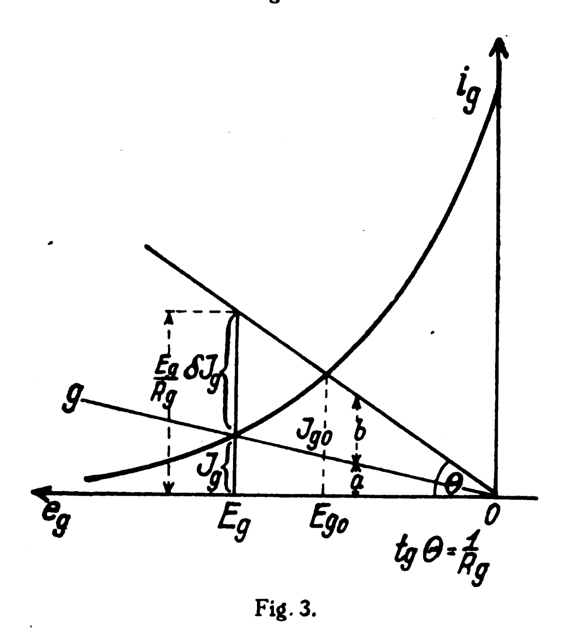


Fig. 3.

$$\frac{E_g}{R_g} = J_g + \delta J_g. \tag{7}$$

Zeichnet man die Widerstandslinie in das Gitterkennliniendiagramm Fig. 3 ein und konstruiert $\frac{E_g}{R_g}$, so erkennt man, daß der Gleichrichterstrom durch die Differenz zwischen Widerstandsgrade und Gitterstromfunktion dargestellt wird. Zwischen δJ_g und J_g gilt die Gleichung (6)

$$\frac{\delta J_g}{J_g} = \mathfrak{f}\,(\mathfrak{E}_g). \tag{6}$$

Ist also $\mathfrak{E}_g$ und damit $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g)$ gegeben, so kann man den Schwingungsmittelpunkt E_g bestimmen, indem man den Abszissenwert aufsucht, für den

$$\frac{\delta J_g}{J_g} = \mathfrak{f}\,(\mathfrak{E}_g)$$

ist. Dieser wird gefunden, indem man den Schnittpunkt der Gitterkennlinie mit der Geraden g aufsucht, die die Ordinaten zwischen Widerstandslinie und Abszisse im Verhältnis

$$\frac{b}{a} = \mathfrak{f}\,(\mathfrak{E}_g)$$

teilt (siehe Fig. 3).

Für den Ruhezustand hat man die Gleichung

$$\frac{E_{g\,o}}{R_g} = J_{g\,o}. \tag{8}$$

Durch Subtraktion von Gleichung 7) erhält man

$$\frac{E_g - E_{g\,o}}{R_g} = J_g - J_{g\,o} + \delta J_g \tag{8a}$$

oder indem man

$$J_g - J_{g\,o} = -(E_g - E_{g\,o}) \cdot \left|\frac{\delta\, i_g}{\delta\, e_g}\right|_m$$ setzt, wobei $\left|\frac{\delta\, i_g}{\delta\, e_g}\right|_m$

die mittlere Steilheit zwischen E_g und $E_{g\,o}$ bedeuten soll,

$$E_g - E_{g\,o} = \frac{\delta J_g}{\frac{1}{R_g} + \left|\frac{\delta\, i_g}{\delta\, e_g}\right|_m}. \tag{9}$$

Die Audiontheorie für Telephonie.

Der Entladungsvorgang einer Kapazität $C_ü$ über einen Widerstand R_g wird durch die Gleichungen bestimmt:

a) $Q = C_ü \cdot E \qquad i_g = -\frac{d\,Q}{d\,t} = C_ü \frac{d\,E}{d\,t}.$

b) $R_g\, i_g - \frac{Q}{C_ü} = 0.$

Also ist

$$R_g \frac{d\,Q}{d\,t} + \frac{Q}{C_ü} = 0 \qquad Q = Q_0 \cdot \varepsilon^{-\frac{t}{R_g\, C_ü}}.$$

Es wächst also die Zeit, die das Audion nach dem Abschalten der Gitterwechselspannung gebraucht, um den Ruhezustand wieder einzunehmen, mit der Abklingzeit $R_g \cdot C_ü$, d. i. die Zeit, nach der die mittlere Gitterladung Q_0 durch Abfließen über R_g auf $\frac{1}{\varepsilon}$ ihres Betrages herabgesunken ist. Das Audion wird einem Amplitudensprung des Senders desto langsamer folgen, je größer die Abklingzeit ist; eine Telephoniewelle wird daher mit desto schwächerer Aussteuerung wiedergegeben, je größere Werte $R_g \cdot C_ü$ hat. Im Grenzfall, z. B. $C_ü = \infty$, wird die Gitterspannungsänderung $E_g - E_{g\,o}$ den größtmöglichen Wert für das betreffende R_g erreichen, die Amplitudenschwankungen werden aber verschwunden sein. Diese Überlegungen sind durch Rechnung nachzuprüfen.

Der gleichgerichtete Gitterstrom wird bei einer modulierten Welle $\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_{go} \cos \omega\, t\, [1 + \alpha \cos \Omega\, t]$ mit der Steuerung schwanken, führt also eine Wechselstromkomponente mit sich, die ihren Weg z. T. über den Übergangskondensator $C_ü$ nimmt. Das muß bei der Strombilanz berücksichtigt werden, indem man für R_g den Kombinationswiderstand

$$\mathfrak{R}_g = \frac{1}{\frac{1}{R_g} + j\, \Omega\, C_ü}$$

einführt, wobei Ω die Periodenzahl der Schwankung, d. h. die Modulationsfrequenz, bedeutet. Die Strombilanz lautete für Telegraphie

$$\frac{Eg}{Rg} = Jg + \delta Jg = Jg \cdot [1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)]. \quad (7)$$

Hierin ist Jg eine Funktion der abhängigen Veränderlichen Eg, während $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ nur die unabhängige Veränderliche $\mathfrak{E}g$ enthält. Es soll die Schwankung δEg des Gitterpotentials berechnet werden, wenn die induzierte Amplitude um $\delta \mathfrak{E}g = a \mathfrak{E}g_0$ schwankt. Hierzu wird Gleichung 7) total differenziert.

$$\frac{\delta Eg}{\Re g} = \frac{\delta Jg}{\delta Eg} [1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)] \cdot \delta Eg + Jg \frac{\delta \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\delta \mathfrak{E}g} \delta \mathfrak{E}g \quad (10)$$

$$\delta Eg \cdot \left\{ j \Omega Cü + \frac{1}{Rg} - \frac{\delta Jg}{\delta Eg} [1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)] \right\}$$

$$= \delta \mathfrak{E}g \cdot \frac{\delta \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\delta \mathfrak{E}g} \cdot Jg.$$

Es ist $\delta \mathfrak{E}g = \alpha \mathfrak{E}g_0$; $Jg = i_{go} \cdot \varepsilon^{-\beta Eg}$;

$$\frac{\delta Jg}{\delta Eg} = -\beta i_{go} \varepsilon^{-\beta Eg} = -\beta Jg.$$

$$|\delta Eg| = \alpha \cdot \mathfrak{E}g_0 \frac{Jg \cdot \frac{\delta \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\delta \mathfrak{E}g}}{\sqrt{\Omega^2 Cü^2 + \left\{ \frac{1}{Rg} + \beta Jg [1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)] \right\}^2}} \quad (11)$$

Die Gitterspannungsschwankung $|\delta \mathfrak{E}g|$ gibt, mit der Steilheit S der Anodenkennlinie multipliziert, die Lautstärke

$$L = S \cdot |\delta Eg| \quad (12)$$

im Empfänger wieder. Diese Gleichung gilt streng nur für kleine Aussteuerungen. Für große Aussteuerungen ist der Mittelwert von Jg, $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ und $\frac{\delta \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\delta \mathfrak{E}g}$ für den Bereich von $\mathfrak{E}g_0 (1 - \alpha)$ bis $\mathfrak{E}g_0 (1 + \alpha)$ zu wählen.

Auswertung des theoretischen Ergebnisses.

An Hand der Gleichung 12) bzw. 11) für L soll untersucht werden, ob und in welchem Maße Sprachverzerrungen durch die Dimensionierung der Bestimmungsstücke $Cü$ und Rg des Audions hervorgerufen werden. Da die Lautstärke der Aussteuerung a proportional ist, — siehe hierüber die Beschränkung am Ende des vorigen Abschnittes, — Verzerrungen also bei demselben Ton und verschieden starker Beeinflussung des Senders nicht auftreten, bleibt übrig zu untersuchen, wie die Stärke des im Empfänger auftretenden Tones für verschiedene Kapazitätswerte $Cü$ und verschiedene Widerstände Rg von der Tonhöhe abhängt. Diese Betrachtung soll für kleine und große Werte von $\mathfrak{E}g$, d. h. für schwachen und für starken Empfang durchgeführt werden. Da sich der Zähler des Ausdrucks für δEg mit der Tonhöhe Ω nicht ändert, kann die Untersuchung auf die Wurzel W im Nenner beschränkt werden.

Zur Bestimmung von β in der Exponentialfunktion für i_g wurden mehrere Kennlinien durchgemessen und festgestellt, daß β im allgemeinen mit kleineren Gitterstromwerten wächst. Als mittlerer Betrag wurde $\beta = 4^{V-1}$ angesetzt und damit die folgenden Überlegungen angestellt. Bei den später zu besprechenden Messungen wurde aus der Kennlinie der benutzten Verstärkerröhre (Gittercharakteristik Fig. 1, Anodenkennlinie Fig. 4) für die auftretenden Stromwerte $\beta = 5^{V-1}$ bestimmt.

1. Schwacher Empfang; $\mathfrak{E}g = 0{,}1^V$; $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g) = 0{,}04$.

a) Rg groß; $Rg = 2 \cdot 10^6 \Omega$

Zur Bestimmung des Schwingungsmittelpunktes Eg und damit des entsprechenden Gitterstromes Jg wird das im Abschnitt „Die Audiontheorie für Telegraphie" erwähnte graphische Verfahren angewandt. Es ist also in diesem Fall

$$\frac{\delta Jg}{Jg} = \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g) = 0{,}04.$$

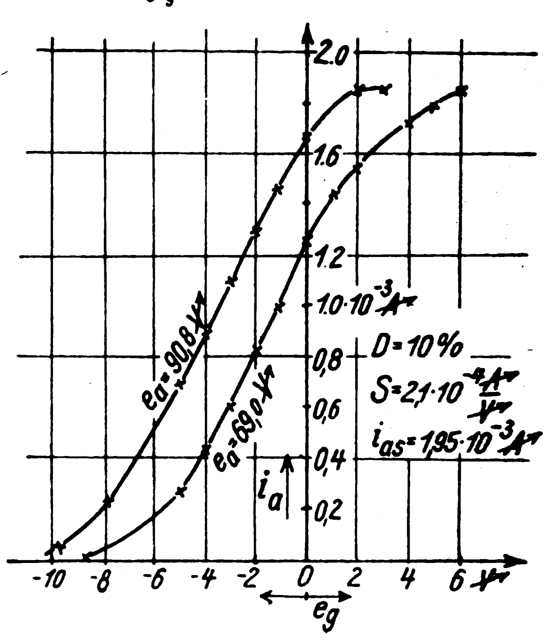


Fig. 4.

Wie man aus der Gitterkennlinie erkennt, fällt für diesen geringen Wert von $\frac{\delta Jg}{Jg}$ der Schwingungsmittelpunkt praktisch mit der Gitterruhespannung Eg_0 zusammen. Es ist also

$$Eg \sim 0{,}5^V, \; Jg \sim 2{,}5 \cdot 10^{-7A}.$$

Damit erhält man für den Ausdruck W

$$W_1 = \sqrt{\Omega^2 Cü^2 + \left\{ \frac{1}{Rg} + \beta \cdot Jg [1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)] \right\}^2}$$

$$= \sqrt{\Omega^2 Cü^2 + 2{,}4 \cdot 10^{-12}}.$$

Ist $Cü$ groß, — z. B. $Cü = 10^3$ cm, — so liegen die Werte von $\Omega^2 Cü^2$ für einen eng begrenzten Tonbereich von $\Omega = 2{,}5 \cdot 10^3$ bis $\Omega = 7{,}5 \cdot 10^3$ sec^{-1} zwischen $6{,}3 \cdot 10^{-12}$ und $56 \cdot 10^{-12}$. Es kann für eine Überschlagsrechnung hiergegen der Summand $2{,}4 \cdot 10^{-12}$ vernachlässigt werden. Die Lautstärke ist der Tonfrequenz umgekehrt proportional. Die Verzerrungen, die bei verschiedenen Tonhöhen und gleicher Senderaussteuerung in der Wiedergabe auftreten, sind erheblich. Innerhalb des angegebenen sehr eng begrenzten Tonbereiches verhalten sich bei derselben Aussteuerung im Sender die Amplituden der extremen Frequenzen wie 3 : 1. Große Rg Werte mit großen Übergangskapazitäten sind für Telephonieempfang ungünstig.

Ist $Cü$ klein, so darf der Wert $2{,}4 \cdot 10^{-12}$ nicht mehr vernachlässigt werden. Z. B. $Cü = 10^2$ cm. $\Omega^2 Cü^2$ beträgt $0{,}06 \cdot 10^{-12}$ bis $0{,}5 \cdot 10^{-12}$ für die Frequenzen $\Omega = 2{,}5 \cdot 10^3$ sec^{-1} bis $\Omega = 7{,}5 \cdot 10^3$ sec^{-1}. Der Einfluß der Verzerrung durch verschiedene Tonstärkenwiedergabe ist praktisch verschwunden. Die Lautstärke ist von der Tonhöhe unabhängig.

b) Rg klein; $Rg = 2 \cdot 10^5 \Omega$; $Eg = 0{,}17^V$, $Jg = 9 \cdot 10^{-7A}$

$$W_2 = \sqrt{\Omega^2 Cü^2 + 77 \cdot 10^{-12}}$$

Für $Cü = 10^3$ cm liegt $\Omega^2 Cü^2$ für die erwähnten Modulationsfrequenzen wie bereits angegeben zwischen $6{,}3 \cdot 10^{-12}$

und $56 \cdot 10^{-13}$. Die Verzerrungen sind, verglichen mit den Ergebnissen bei großem Widerstand, klein. Bei kleinen Widerständen sind also die Abklingzeiten so kurz geworden, daß selbst bei großen Kapazitäten keine nennenswerten Verzerrungen auftreten.

Für kleine Kapazitäten gilt dasselbe in verstärktem Maße.

c) Bevor die Untersuchung für starken Empfang angestellt wird, soll der Einfluß von R_g und $C_ü$ auf die Lautstärke betrachtet werden. Es stellt sich nach den vorangehenden Überlegungen heraus, daß es zum Vermeiden störender Verzerrungen günstig ist, mit kleinen Abklingzeiten, d. h. kleinen Werten von $C_ü$ und R_g zu arbeiten.

Für die Lautstärke sind aber kleine Kapazitäten unvorteilhaft; denn es war eingangs die Forderung aufgestellt worden, die Kapazität so groß zu wählen, daß sie für die Hochfrequenz einen Kurzschluß bildet. Das ist bei $C_ü = 10^2$ cm sicher noch nicht erfüllt. Setzt man die wirkende Kapazität Gitter—Kathode mit Einschluß der Zuleitungen zu 50 cm an — siehe „Über Kapazitäten in Elektronenröhren" von E. Schrader; diese Zeitschrift, Bd. 24, Heft 2 —, so erkennt man, daß die Überbrückungskapazität etwa 400 cm groß sein muß, um 90% der induzierten Spannung an das Gitter zu bekommen.

Um den Einfluß von R_g auf die Lautstärke festzustellen, werde zunächst die für Telegraphie aufgestellte Gleichung 9 betrachtet.

$$\Delta Eg = Eg - Ego = \frac{\delta Jg}{\frac{1}{Rg} + \left|\frac{\delta i_g}{\delta e_g}\right|_m}. \qquad (9)$$

Nun ist

$$\delta Jg = J_g \cdot \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g). \quad \text{und} \quad \left|\frac{\delta i_g}{\delta e_g}\right|_m = \beta \cdot Jgm.$$

Jg_m ist das Mittel aus den Gitterstromwerten zwischen Eg und Eg_o. Es ist bei kleinen $\mathfrak{E}g$ Werten, wie oben festgestellt wurde, praktisch gleich dem Gitterruhestrom Jg_o der mit der Gitterruhespannung Eg_o durch die Gleichung $Jg_o \cdot Rg = Eg_o$ verknüpft ist. Mit dieser Vereinfachung erhält man

$$\Delta Eg = \frac{\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\frac{1}{Rg\,Jg} + \beta} \backsim \frac{\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\frac{1}{Ego} + \beta} \qquad (13)$$

Je größer man Rg wählt, desto größer ist Eg_o, desto größer ist auch die „telegraphische Lautstärke" ΔEg.

(Im übrigen gilt für große Widerstände:

z. B. $Rg = 10^7\,\Omega$; $Eg_o \backsim 1^V$. Für $\mathfrak{E}g = 0{,}1^V$ kann man $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ nach dem ersten Gliede abbrechen. Also

$$\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g) \backsim \frac{1}{4}(\beta\,\mathfrak{E}g)^2 = 4\,\mathfrak{E}g^2. \quad \Delta Eg \backsim \frac{4}{5}\,\mathfrak{E}g \backsim \mathfrak{E}g). \qquad (14)$$

Bei Telephonie wird aber infolge der mit größeren Widerständen wachsenden Abklingzeit die Lautstärke $\delta Eg = \delta(\Delta Eg)$ kleiner. Es soll festgestellt werden, in welcher Weise einer Veränderung von Rg von $2 \cdot 10^5\,\Omega$ auf $2 \cdot 10^6\,\Omega$ bei einer mittleren Tonfrequenz von $\Omega = 5 \cdot 10^3$ sec.$^{-1}$ und einer Kapazität von 400 cm die telephonische Lautstärke L beeinflußt.

Man formt die Gleichung für L in derselben Weise um wie Gleichung 9).

$$L = a\,\mathfrak{E}g \cdot S \cdot \frac{\frac{\delta\,\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\delta\,\mathfrak{E}g}}{\sqrt{\frac{\Omega^2 C\ddot{u}^2}{Jgo^2} + \left\{\frac{1}{Ego} + \beta\,[1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)]\right\}^2}}. \qquad (15)$$

Für beide Widerstände ergibt die Wurzel denselben Wert $W' = 10{,}2$. Es wird mit größerem Widerstand Jg_0 kleiner und Ego größer. Das erste Glied unter der Wurzel wächst mit größerem Rg, das zweite wird kleiner. Für die mittlere Tonfrequenz $\Omega = 5 \cdot 10^3$ sec^{-1} kompensieren sich die aufgeführten Einflüsse. Der Unterschied der Sprachwiedergabe bei großem Rg gegen diejenige bei kleinem besteht nur darin, daß für tiefere Töne als $\Omega = 5 \cdot 10^3$ sec^{-1} eine Zunahme der Lautstärke, für höhere eine Abnahme auftreten wird.

Demnach wird man bei schwachem Empfang mit dem Audion die günstigste Übertragung der Sprache zu erwarten haben, wenn man eine mittlere Kapazität von 500 cm und einen mittleren Widerstand von

$$\frac{1}{2} \cdot 10^6\,\Omega \text{ bis } 1 \cdot 10^6\,\Omega$$

verwertet.

2. Starker Empfang. $\mathfrak{E}g = 1^V$; $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g) = 10$

a) Rg groß; $Rg = 2 \cdot 10^6\,\Omega$. $Eg = 0{,}86$, $Jg = 0{,}4 \cdot 10^{-7\,A}$

$$W_3 = \sqrt{\Omega^2 C\ddot{u}^2 + 5{,}1 \cdot 10^{-12}}$$

b) Rg klein; $Rg = 2 \cdot 10^5\,\Omega$. $Eg = 0{,}52$, $Jg = 2{,}4 \cdot 10^{-7\,A}$

$$W_4 = \sqrt{\Omega^2 C\ddot{u}^2 + 256 \cdot 10^{-12}}.$$

Vergleicht man W_3 und W_4 mit W_1 bzw. W_2, so erkennt man, daß die Verhältnisse in bezug auf Verzerrung bei starkem Empfang günstiger liegen. Der Zahlenwert unter der Wurzel ist im ersten Fall doppelt, im zweiten viermal so groß wie bei kleinem Eg.

c) Die Lautstärke wird auch bei starkem Empfang für eine mittlere Tonfrequenz von $5 \cdot 10^3$ sec^{-1} und eine mittlere Kapazität von 400 cm durch Verzehnfachen des Widerstandes von $2 \cdot 10^5\,\Omega$ auf $2 \cdot 10^6\,\Omega$ praktisch nicht geändert.

Demnach hat man bei der Dimensionierung der Kapazität im wesentlichen eine gute Überbrückung der Hochfrequenz, bei derjenigen des Widerstandes eine möglichst verzerrungsfreie Wiedergabe der Sprache im Auge zu haben. Zu große Werte sind in jedem Fall schädlich.

Allgemeines über die Messungen.

Für die experimentelle Untersuchung der Einwirkung modulierter Wellen auf das Audion stand ein Röhrensender mit Anodensteuerung zur Verfügung. Die Wellenlänge betrug bei allen Messungen $\lambda = 6000$ m. Nähere Angaben sowie Einzelheiten und Eichungen des Empfangskreises sind im Heft 2 dieser Zeitschrift, Jahrgang 1925 angegeben. Die Modulation wurde durch einen Röhrentonsender hervorgerufen, dessen Stromkurve hinreichend sinusförmig war. Die Tonstärke im Anodenkreis des Audions Fig. 2 wurde mit einem von Edelmann gebauten Saitengalvanometer Einthoven'scher Originalkonstruktion gemessen. Über eine genaue Prüfung des Instrumentes, das in Kompensationsschaltung benutzt wurde, siehe die oben erwähnte Literaturangabe. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wurde die Saite in Resonanz mit der jeweils gebrauchten Tonfrequenz gebracht. Eine absolute Eichung des Instrumentes für verschiedene Tonfrequenzen wurde nicht vorgenommen. Für ein und dieselbe Tonfrequenz sind die Ausschläge des Instrumetes der Tonamplitude streng proportional, wenn bei jeder Messung die Saite von neuem auf Resonanz gebracht wird.

Die Messungen wurden so vorgenommen, daß die Tonstärke mit dem Saitengalvanometer sowie die Änderung des mittleren Anodenstromes mit dem Milli-Amperemeter bei Veränderung der Kapazität $C\ddot{u}$ unter sonst gleichen Umständen gemessen wurde. Derartige Meßreihen wurden

bei derselben Telephoniewelle und etwa der gleichen induzierten Spannung $\mathfrak{E}g$, — d. i. die in der Spule induzierte Spannung im Gegensatz zu der Spannung $\mathfrak{E}g$ am Gitter, — für verschiedene Rg Werte aufgenommen. Ein solcher Satz von Meßreihen wurde für die Modulationsfrequenzen $\Omega = 2{,}5 \cdot 10^3$, $5{,}0 \cdot 10^3$ und $7{,}5 \cdot 10^3$ sec^{-1} hergestellt. Wegen der geringeren Empfindlichkeit des Saitengalvanometers bei hohen Frequenzen wurde $\mathfrak{E}g'$ für diese größer gewählt. Bezeichnet ξ den Ausschlag im Saitengalvanometer, so geben die Kurven $\xi = \xi\,(C\ddot{u})$ die im Audion auftretende Lautstärke L des Modulationstones an, die sich für Kapazitäten über 400 cm der Gleichung für L anpassen muß. Die Kennlinie der Röhre ist in Fig. 4 dargestellt. Die Anodenspannung betrug 71 V. Man lag also am Beginn des oberen Drittels der geraden Kennlinie, so daß für die auftretenden geringen Änderungen der Spannungsamplitude infolge des Spannungsabfalls an der Kapazität eine Verzerrung durch verschiedene Anodenkennlinien-Steilheit vernachlässigt werden konnte. Der Gitterkreis entsprach der Anordnung in Fig. 2. Es war dafür Sorge getragen, daß die Isolation des Gitters gegen Anode und Heizung einwandfrei war.

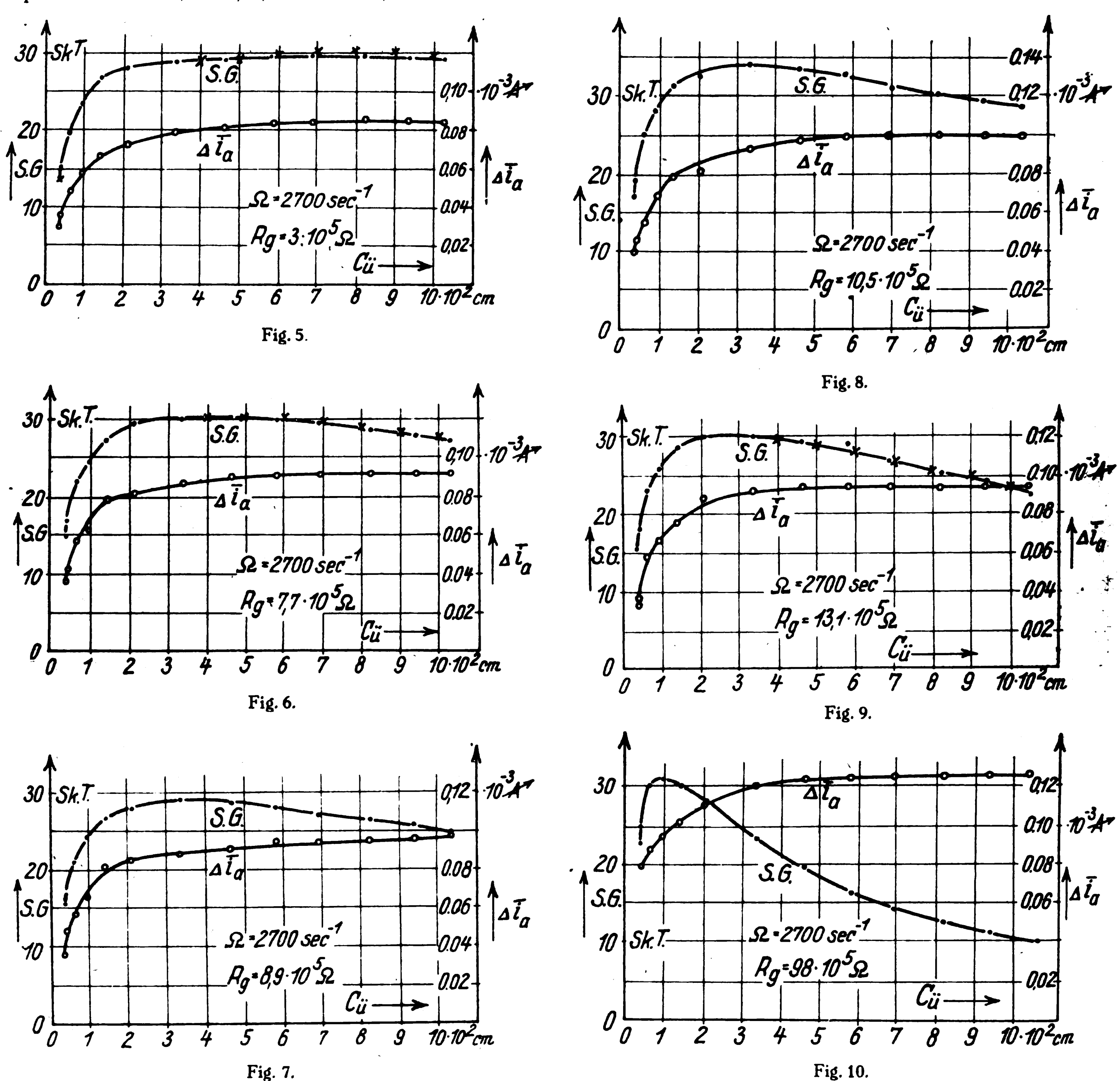


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

Die induzierte Spannungsamplitude war während der Messungen mittels einer geeichten Kopplungsapparatur (Zweispulenapparat) bestimmt worden. Es stellte sich aber später heraus, daß diese Eichung fehlerhaft war, da für den Ausgangspunkt derselben, der engsten Kopplung, eine kapazitive Kopplung die Messung fälschte. Es wurde daher die induzierte Spannung aus dem Absinken des Anodenstromes bei sehr großen Gitterwiderständen gemessen. Bei diesen sinkt ja, wie in dem Abschnitt „Auswertung des theoretischen Ergebnisses" für kleine Amplituden berechnet wurde

(Gleichung 14), die mittlere Gitterspannung etwa um die Amplitude der induzierten Spannung ab. Das gilt um so genauer, je größer die einwirkende Wechselspannung ist. Auf diesem Wege ergaben sich für die bei den Messungen benutzten Werte $\mathfrak{E}g' = 0{,}5^{V}$ bezw. $0{,}75^{V}$.

Messungen bei Verändern der Kapazität $C_{ü}$.

$\xi = \xi(C\ddot{u})$ (Punkte) und $\Delta\bar{i}_a = \Delta\bar{i}_a(C\ddot{u})$ (Kreise); Parameter Rg.

Fig. 5 bis Fig. 10 $\Omega = 2700\ \mathrm{sec}^{-1}$; $a = 16\%$
(Fig. 5 $a = 13\%$); $\mathfrak{E}g_0' = 0{,}50^{V}$.

Fig. 11 bis Fig. 16 $\Omega = 5000\ \mathrm{sec}^{-1}$; $a = 13\%$; $\mathfrak{E}g_0' = 0{,}50^{V}$.

Fig. 17 bis Fig. 21 $\Omega = 7500\ \mathrm{sec}^{-1}$; $a = 13\%$; $\mathfrak{E}g_0' = 0{,}75^{V}$.

Die Figuren bestätigen die bisherigen Überlegungen:

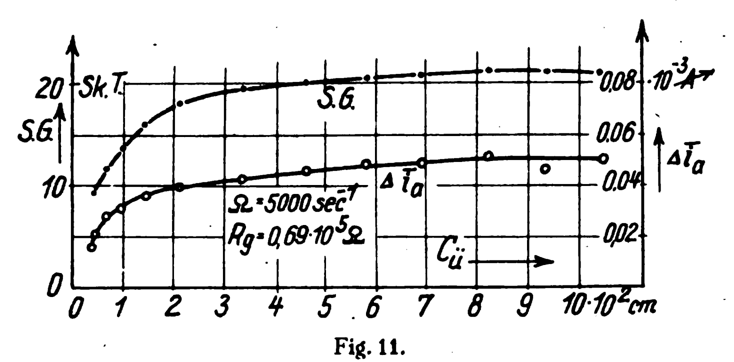


Fig. 11.

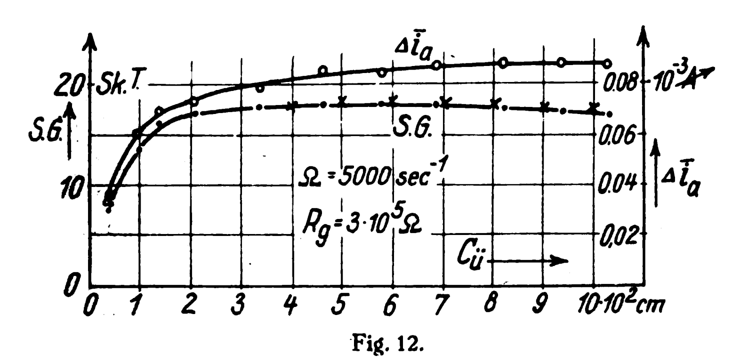


Fig. 12.

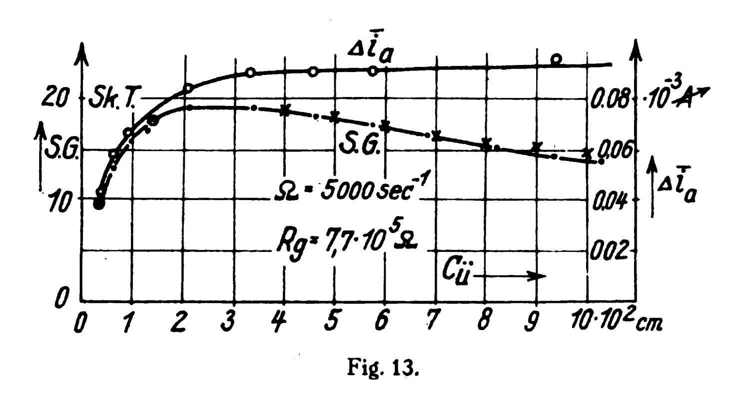


Fig. 13.

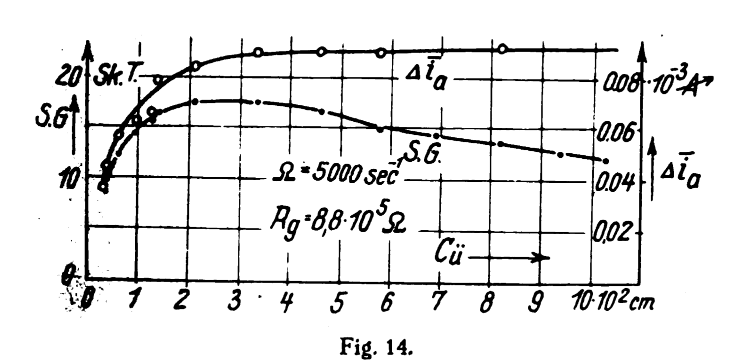


Fig. 14.

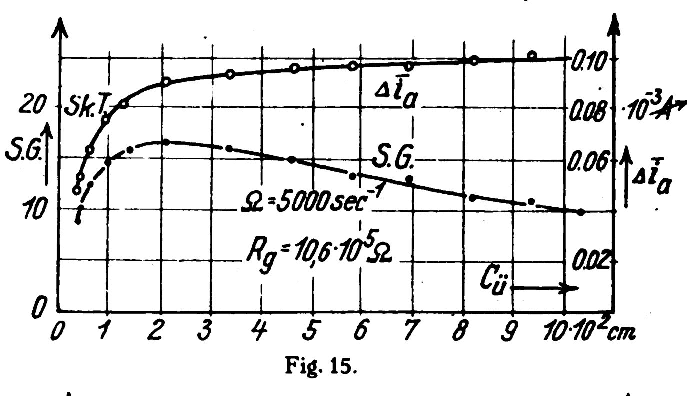


Fig. 15.

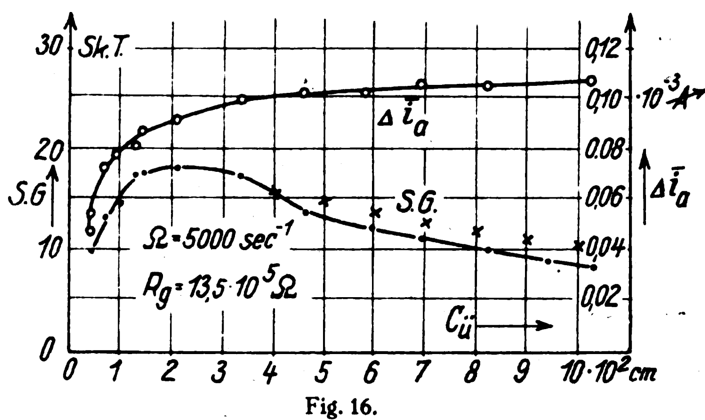


Fig. 16.

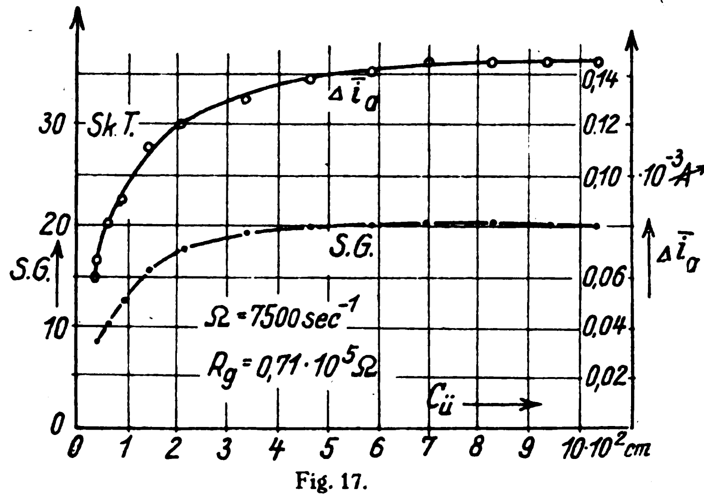


Fig. 17.

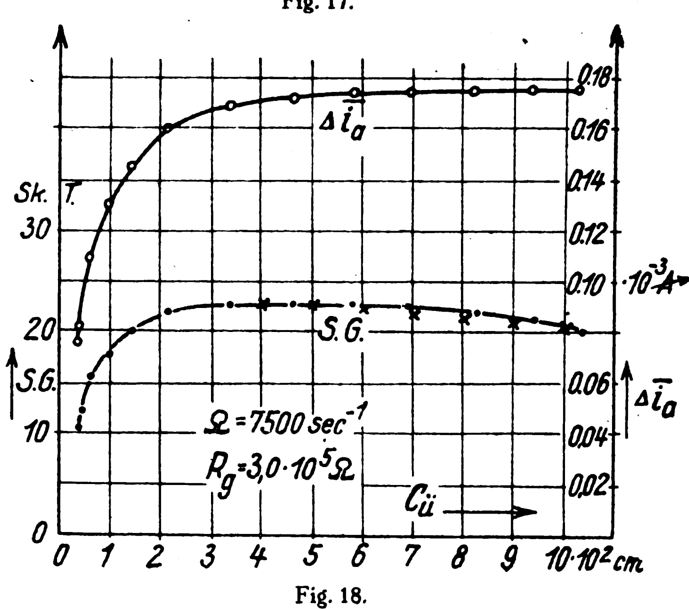


Fig. 18.

$\Delta\bar{i}_a = \Delta\bar{i}_a\,(C\ddot{u})$. Die Kurven zeigen, daß der Spannungsabfall über die Kapazität erst bei Werten über 400 cm vernachlässigt werden kann. Der Grenzwert von $\Delta\bar{i}_a$ wächst mit größerem Rg zunächst schnell, dann langsamer an.

$\xi = \xi\,(C\ddot{u})$. Der Spannungsabfall der induzierten Hochfrequenz an der Kapazität bei kleinen Werten macht sich

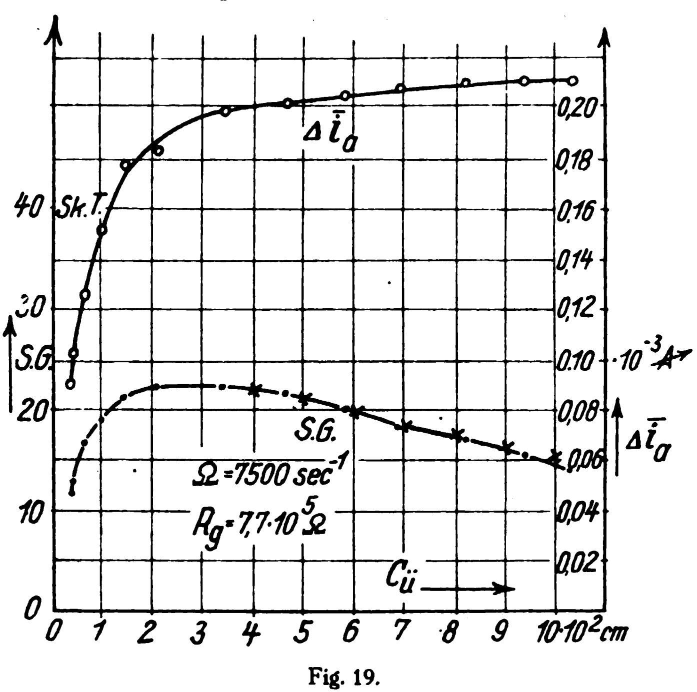


Fig. 19.

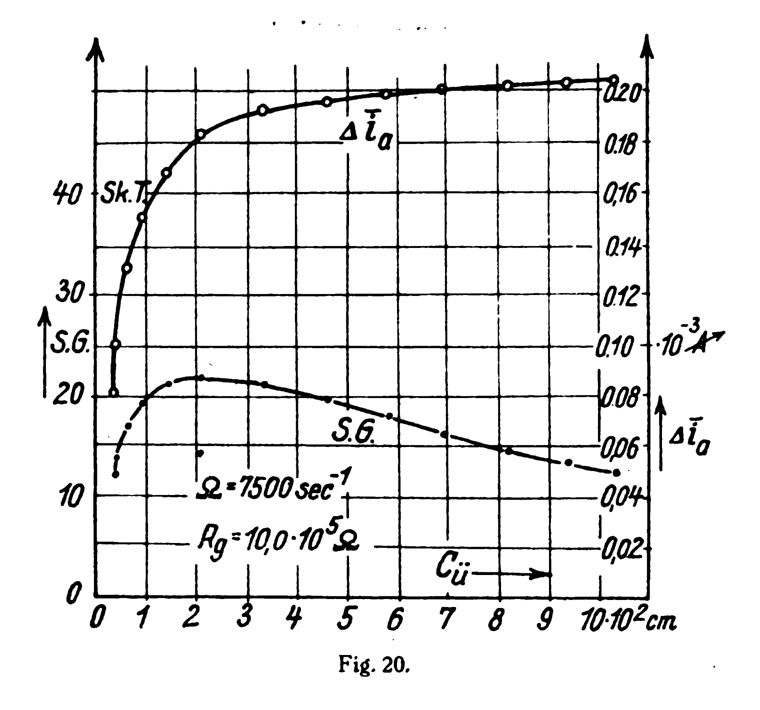


Fig. 20.

in ähnlicher Weise bemerkbar wie bei den Δi_a-Kurven. Vergleicht man die Kurven gleicher Widerstände Rg verschiedener Tonfrequenzen, so erkennt man, daß bei kleinen Rg-Werten Abklingzeit-Verzerrungen selbst durch große Kapazitäten nicht hervorgerufen werden, und zwar bei allen drei Frequenzen. Mit wachsendem Rg macht sich die Verzerrung zunächst bei sehr großen, dann aber auch bei mittleren Kapazitäten bemerkbar dadurch, daß die Tonstärke geringer wird, und zwar um so mehr, zu je größeren Frequenzen man schreitet. Bei extremen Rg und Ω-Werten (Fig. 10, $\Omega = 2700\ \mathrm{sec}^{-1}$, $Rg = 9{,}8 \cdot 10^6\,\Omega$; Fig. 21 $\Omega = 7500\ \mathrm{sec}^{-1}$, $Rg = 1{,}35 \cdot 10^6\,\Omega$) rückt die Beeinflussung durch die Abklingzeit bereits in das Gebiet der kleinen Kapazitäten, in dem die Lautstärke infolge des Hochfrequenzspannungsabfalls an der Kapazität ihren größten Wert noch nicht erreicht hat.

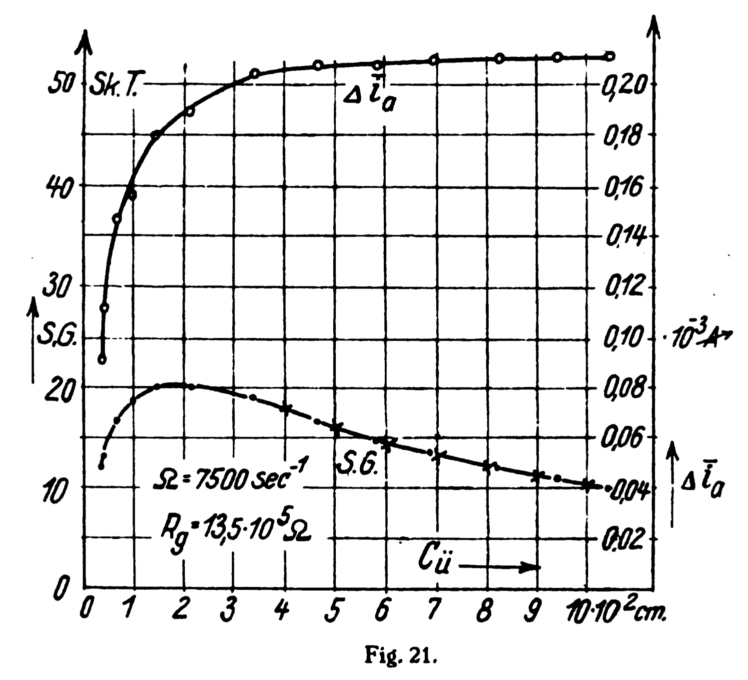


Fig. 21.

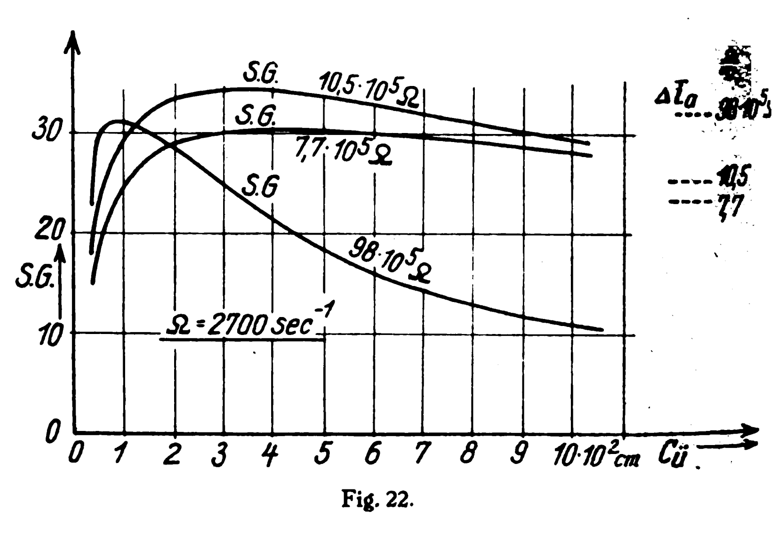


Fig. 22.

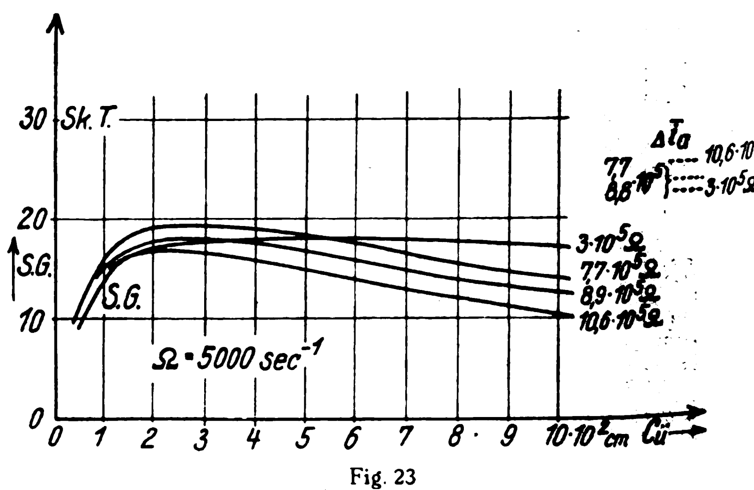


Fig. 23

Bei dem Vergleich der Kurven gleicher Widerstände verschiedener Frequenzen stellt man fest, daß die Verzerrungen bei $\Omega = 5 \cdot 10^3$ sec^{-1} gegen diejenigen bei $\Omega = 2{,}7 \cdot 10^3$ sec^{-1} viel größer sind als diejenigen bei $7{,}5 \cdot 10^3$ sec^{-1} gegen die Messungen bei $5 \cdot 10^3$ sec^{-1}. Das hat seinen Grund darin, daß bei den Meßreihen mit $\Omega = 7{,}5 \cdot 10^3$ sec^{-1} die benutzte induzierte Spannung um 50 % größer ist als bei den anderen Kurven. Es wird damit die Behauptung bestätigt, daß mit wachsender induzierter Amplitude die Verzerrungen kleiner werden.

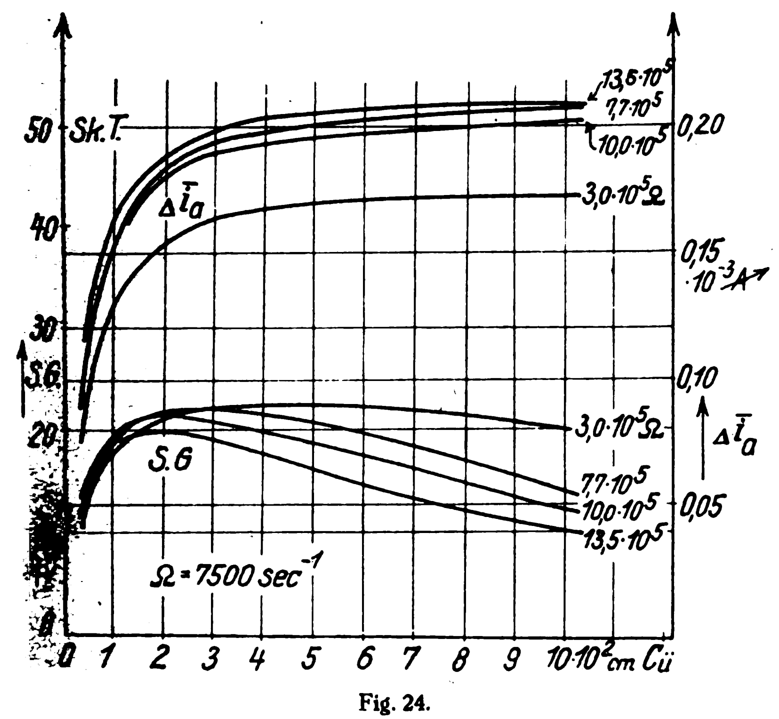


Fig. 24.

Um den Einfluß einer Vergrößerung des Widerstandes bei derselben Tonhöhe und derselben Kapazität zu betrachten, sind in den Fig. 22, 23 und 24 einige geeignete Kurven der Fig. 5 bis 21 in je einem Diagramm für die drei Frequenzen zusammengestellt. Die Grenzwerte von $\Delta \bar{i}_a$ sind in den Fig. 22 und 23 als punktierte Markierungslinien dargestellt. In Fig. 24 sind die vollständigen $\Delta \bar{i}_a$ Kurven aufgeführt. Auch hier werden die in der „Auswertung des theoretischen Ergebnisses" aufgestellten Resultate bestätigt. Während die telegraphische Lautstärke $\Delta \bar{i}_a$ mit größerem Widerstand größer wird, ist die telephonische Lautstärke bei einer mittleren Kapazität $C\ddot{u} = 400$ cm

a) für mittlere Frequenzen etwa von Rg unabhängig,

b) für kleine Frequenzen mit Rg größer,

c) für große Frequenzen mit größeren Rg-Werten kleiner.

Je größer $C\ddot{u}$ ist, desto stärker sinkt sie mit wachsendem Rg. Im übrigen dürfen die Kurven gleicher Frequenz nicht streng miteinander verglichen werden, da für die sehr lange Dauer einer Meßreihe die Senderapparatur Schwankungen unterworfen war, auf die bereits im Aufsatz des vorigen Heftes dieser Zeitschrift hingewiesen ist.

Zur rechnerischen Nachprüfung der Audionmessungen wurde die Gleichung 11 für L benutzt. Da in dieser Gleichung der Hochfrequenzspannungsabfall an der Kapazität nicht berücksichtigt ist, läßt sie sich nur auf ein Gebiet anwenden, in dem das Anwachsen der Gitterspannung mit wachsendem $C\ddot{u}$ praktisch nicht mehr in Frage kommt. Als Ausgangspunkt wurde der Abszissenwert $C\ddot{u}_1 = 400$ cm gewählt und für diesen L_1 berechnet. Ist ξ_1 die gemessene Lautstärke für $C\ddot{u}_1$, so gibt der Ausdruck

$$y = \xi_1 \cdot \frac{L}{L_1}$$

den Verlauf der Lautstärkenkurve für Kapazitäten über 400 cm an. Es steigt nun aber auch für Werte über $C\ddot{u}_1 = 400$ cm die Wechselspannung am Gitter noch ein wenig an, wie man aus der $\Delta \bar{i}_a$ Kurve erkennt. Dies wurde berücksichtigt, indem die berechnete Lautstärke bei einer Kapazität $C\ddot{u}$ im Verhältnis

$$\frac{\Delta \bar{i}_a (C\ddot{u})}{\Delta \bar{i}_a (C\ddot{u}_1)}$$

vergrößert wurde. Diese Proportionalität kann ohne Bedenken benutzt werden, da es sich nur um einige Prozent handelt. Die berechneten Punkte sind als Kreuze in die Meßreihen mit $Rg = 3{,}0 \cdot 10^5\,\Omega$, $7{,}7 \cdot 10^5\,\Omega$ und $13{,}5 \cdot 10^5\,\Omega$ für alle drei Frequenzen eingetragen und bestätigen in vollem Maße die theoretischen Überlegungen.

Die Audion-Aussteuerung.

Nimmt man in grober Annäherung an, daß mittlere Gitterspannungsänderung oder, — da diese ja der Änderung $\Delta \bar{i}_a$ des mittleren Anodenstromes proportional ist, —

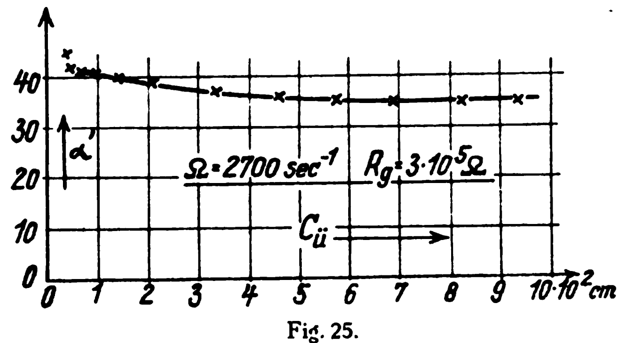


Fig. 25.

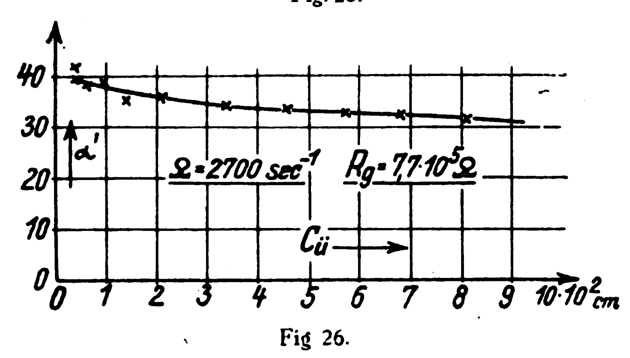


Fig 26.

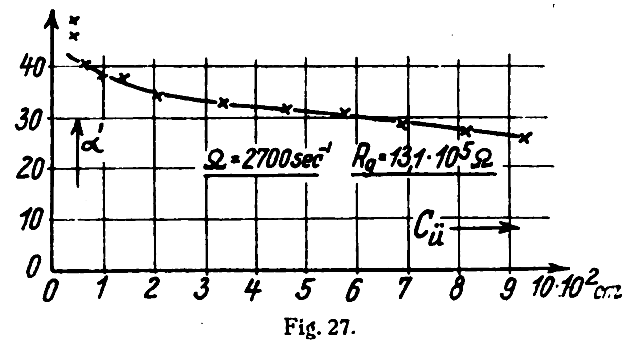


Fig. 27.

daß $\Delta \bar{i}_a$ auch bei kleinen $C\ddot{u}$-Werten in demselben Maße durch eine zu kleine Übergangskapazität $C\ddot{u}$ geschwächt wird wie die Niederfrequenzamplitude ξ, so gibt der Quotient $\alpha' = \xi : \Delta \bar{i}_a$, der beiden Werte, der mit Audion-

Aussteuerung bezeichnet werden möge, die Abhängigkeit der Tonstärke von der Kapazität ohne Beeinflussung der Spannungsschwächung wieder. Die Kurve $\alpha' = \alpha'(C_{ü})$

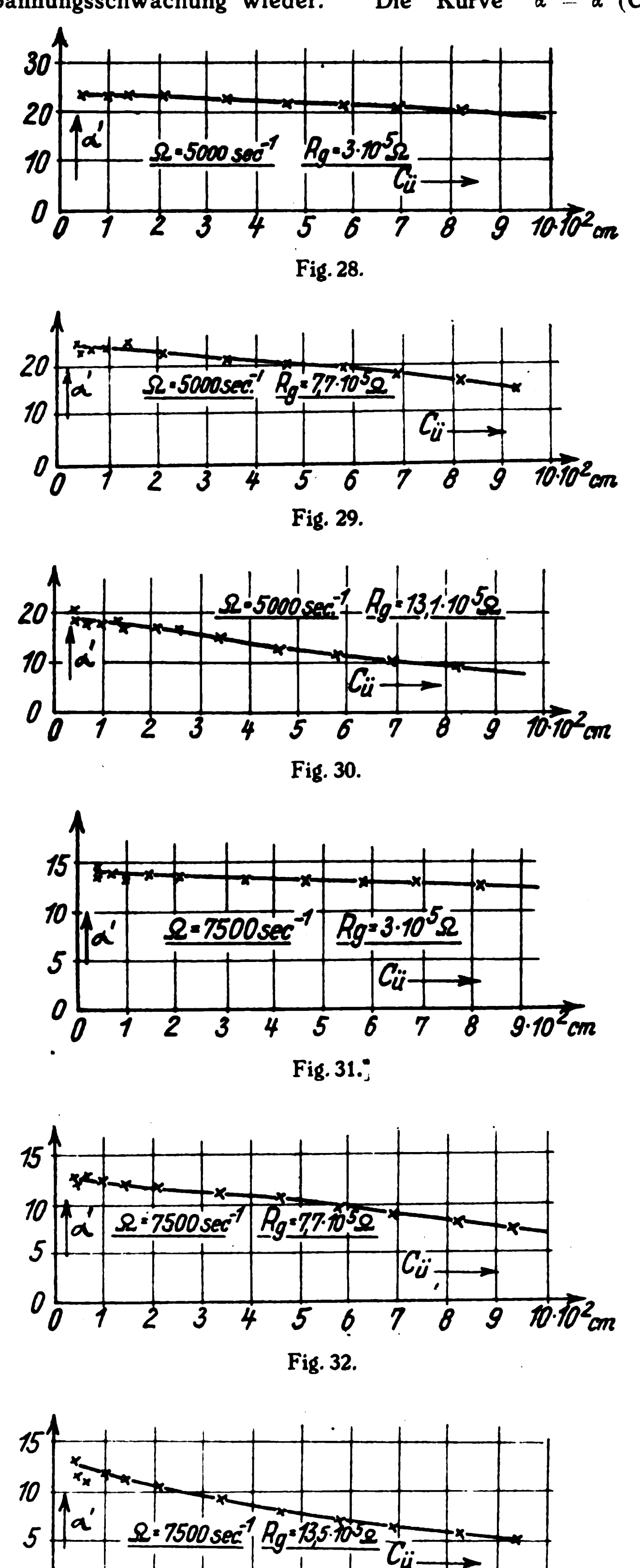


Fig. 28.

Fig. 29.

Fig. 30.

Fig. 31.

Fig. 32.

Fig. 33.

erweitert gewissermaßen den Anwendungsbereich der Gleichung für L auch auf kleine Kapazitäten, bei denen nicht die volle Spannungsschwankung an das Gitter gelangt.

In den Fig. 25 bis 33 sind diese Werte α' für die zur rechnerischen Nachprüfung herangezogenen Kurven dargestellt. Die Audion-Aussteuerungskurven geben also angenähert den Verlauf der Lautstärkenkurve ohne Berücksichtigung der Spannungsschwächung an der Kapazität wieder. Sie werden im wesentlichen nur durch die Abklingzeit beeinflußt. Da bei sehr kleinen Kapazitäten, — z. B. $C_ü = 50$ cm, — die Abklingzeit auch bei hohen Frequenzen und großen Widerständen sicher noch keine

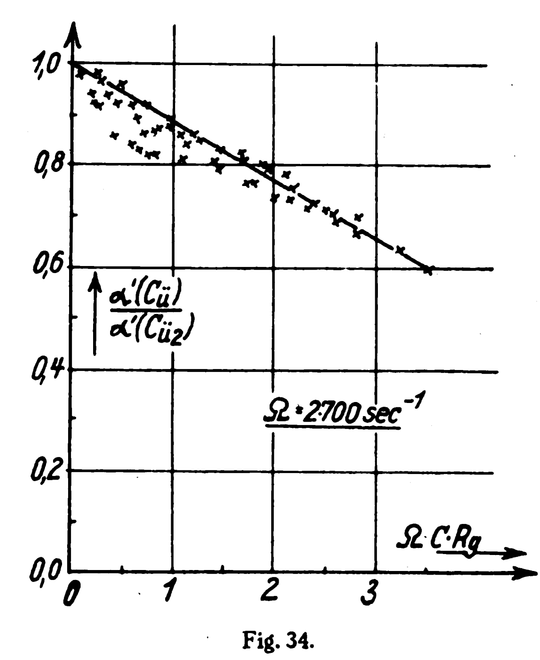


Fig. 34.

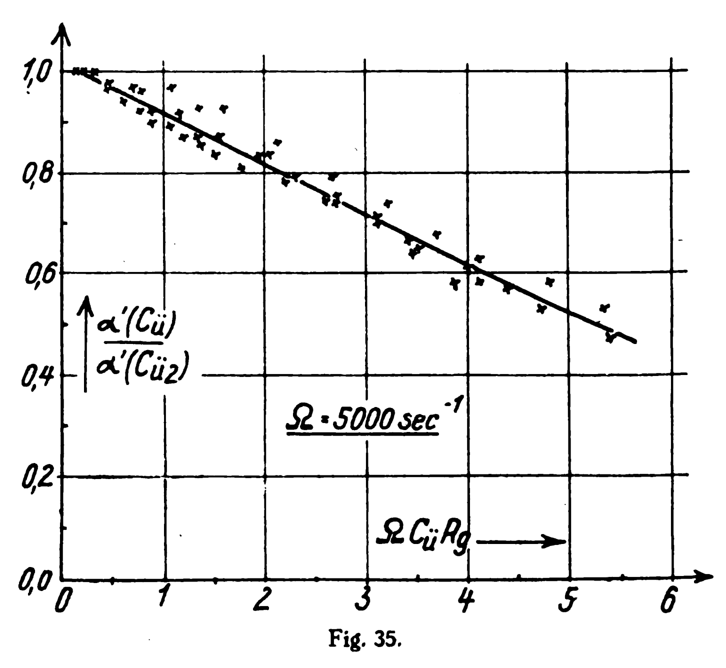


Fig. 35.

Rolle spielt, ist der Anfangswert der Lautstärke bei diesen kleinen Kapazitätswerten nur durch die induzierte Spannung und ihre Aussteuerung bestimmt. Der weitere Verlauf aber ist durch den Betrag von Ω und die Bestimmungsstücke der Audionblockierung Rg und $C_ü$ gegeben. Setzt man daher den Wert bei $C_{ü\,2} = 50$ cm gleich 1, so müssen diese reduzierten Audion-Aussteuerungskurven ein prozentuales Maß für die Lautstärke in Abhängigkeit von der Abklingzeit ohne Berücksichtigung der Spannungsschwächung an der Kapazität bilden.

Es sind diese reduzierten Kurven in den Fig. 34, 35 und 36 als Funktion des Produktes $\Omega \cdot C\ddot{u} \cdot Rg$ dargestellt, und zwar sind für jede Frequenz die Kurven für Werte von Rg zwischen $3 \cdot 10^5\,\Omega$ und $13{,}5 \cdot 10^5\,\Omega$ zusammengefaßt und in dasselbe Diagramm eingetragen. Die als Mittel durch die Punkte gelegte Grade hat in allen drei Abbildungen etwa dieselbe Lage. Die Messungen wurden nur wegen der Übersichtlichkeit getrennt aufgeführt.

Für die Abklingzeitverzerrung ohne Berücksichtigung der Spannungsschwächung an der Kapazität ist also in grober Annäherung das Produkt $\Omega \cdot C_{\ddot{u}} \cdot Rg$ unabhängig von der Größe der Einzelfaktoren maßgebend. Wählt man $C_{\ddot{u}}$ so groß, daß man die volle Spannung am Gitter hat, so erhält man an Hand eines der drei Diagramme ohne weiteres den Bruchteil von der maximal erreichbaren Lautstärke, den man bei den gewählten Dimensionen zu erwarten hat.

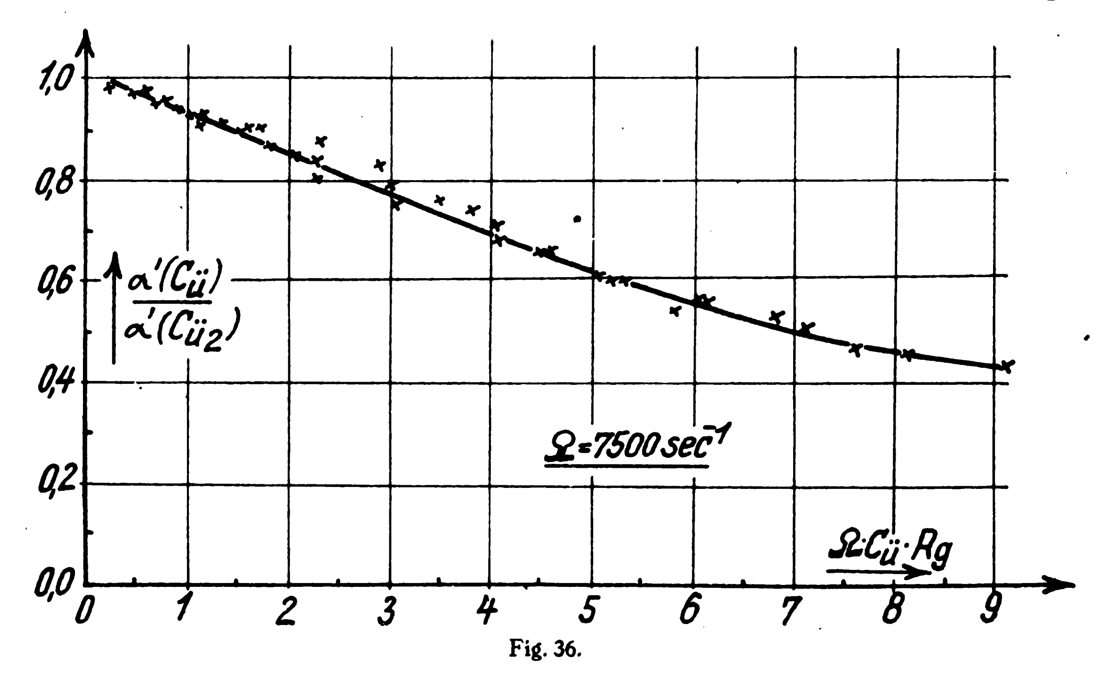


Fig. 36.

Messungen bei Verändern der Sender-Aussteuerung.

$\xi = \xi(\alpha)$; Parameter $C_{\ddot{u}}$. $\Omega = 7{,}6 \cdot 10^3$ sec.$^{-1}$ $Rg = 9 \cdot 10^5\,\Omega$. Wären die Messungen bei verschiedener Aussteuerung mit derselben induzierten Hochfrequenzspannung an der Gitterspule des Audions aufgenommen, so würde der für die Genauigkeit günstige Bereich des Saitengalvanometers nicht ausgereicht haben. Es wurde daher mit wachsender Aussteuerung α die induzierte Spannung herabgesetzt, indem die Kopplung des Audions zum Sender und die Hochfrequenzamplitude der modulierten Welle geändert und die Messungen auf gleiche induzierte Spannung reduziert wurden. Hierzu mußten für die benutzten Kapazitätswerte $C\ddot{u}$ die Audioneichkurven $\Delta \bar{i}_a = \Delta \bar{i}_a(\mathfrak{E}g)$ aufgenommen werden. Für sehr kleine Aussteuerungen ändert sich die Niederfrequenzamplitude proportional der induzierten Spannung, wenn man die Änderung der Eichkurvensteilheit berücksichtigt. Für große Aussteuerungen wurde für den in Frage kommenden Bereich der Schwankungen des mittleren Anodenstromes der Mittelwert der Steilheit gebildet. In Fig. 37 ist eine Audioneichkurve dargestellt, in die zwei Schwankungsbereiche eingetragen sind. Die reduzierten Meßergebnisse sind in Fig. 38 bis 42 dargestellt und bestätigen die in der Gleichung für L geforderte Proportionalität. Die Abweichung bei der Aussteuerung $\alpha = 47\,\%$ ist auf nicht mehr sinusförmige Gestalt der Modulationskurve zurückzuführen.

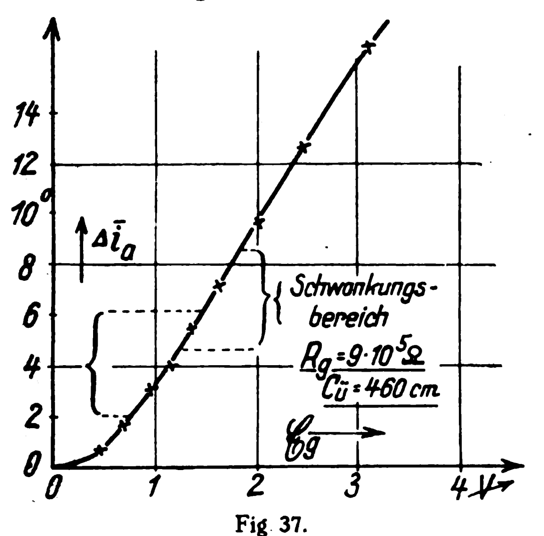


Fig 37.

Der Saitengalvanometer-Ausschlag wird infolge der Selektivität des Instrumentes im wesentlichen durch die Grundwelle der Modulationskurve bestimmt. Die Kurvenform war etwa dreieckig. Bei einer solchen beträgt die Amplitude der Grundwelle 0,8 der größten Ordinate. Es ist also im vorliegenden Fall die Aussteuerung der Grundwelle nur zu etwa 38 % anzusetzen. Die Messung paßt sich mit dieser Korrektur (Kreise) der Geraden hinreichend an.

Die Steilheit der Geraden $L \backsim \alpha$ ändert sich mit dem Parameter $C_{\ddot{u}}$. Sie wird mit wachsender Kapazität $C\ddot{u}$ größer, erreicht ein Maximum und nimmt bei großen Werten wieder ab. Es treten hier wieder die besprochenen Einwirkungen auf: mit wachsender Kapazität steigt zunächst die Spannung am Gitter und bewirkt ein Anwachsen der Lautstärke; für größere Werte wird sie infolge der Abklingzeiten wieder kleiner. Für $\lim C\ddot{u} = \infty$ ist die Steilheit der Geraden Null; der Ton ist verschwunden.

Messungen mit anderen Tonfrequenzen ergaben dieselben Kurvenscharen mit der gleichen Proportionalität der Niederfrequenzamplitude.

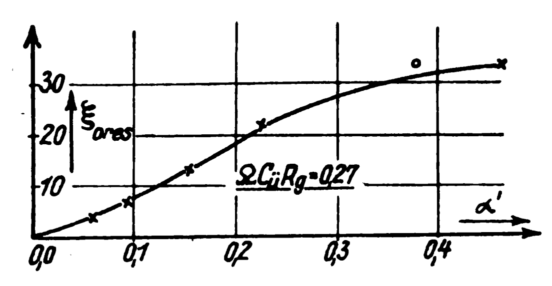


Fig. 38.

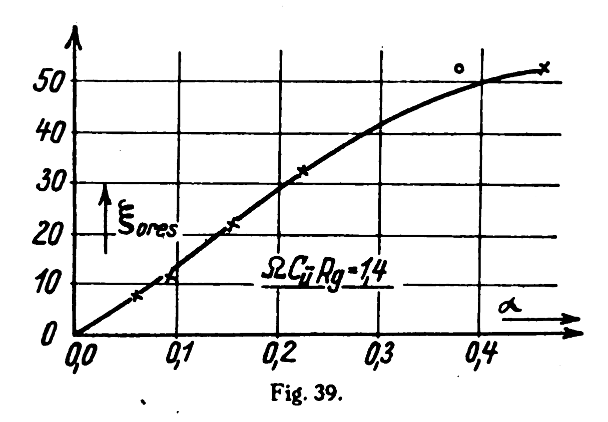


Fig. 39.

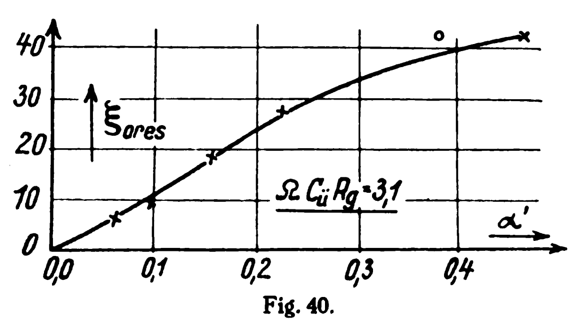


Fig. 40.

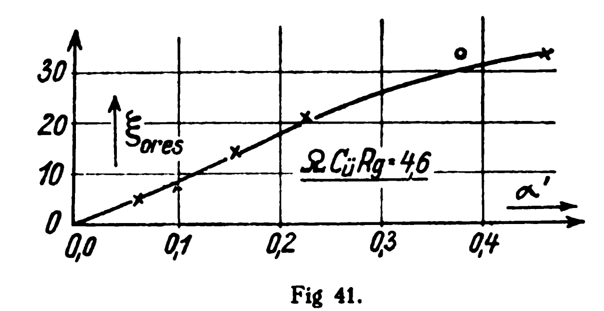


Fig 41.

Fig. 42.

Die am Audion angestellten theoretischen und experimentellen Untersuchungen wurden durch praktischen Empfang bestätigt.

Es sei noch bemerkt, daß man für kleine induzierte Amplituden die Gitterkennlinie durch eine Parabel gut annähern, d. h. die Exponentialfunktion nach dem quadratischen Gliede abbrechen kann. Der Gleichrichtereffekt δJg ist dann für den ganzen Gitterspannungsbereich konstant. Man erhält für kleine Amplituden dieselben Folgerungen, wie sie bei der „Auswertung des theoretischen Ergebnisses" für schwachem Empfang aufgestellt worden sind. Bei starkem Empfang treten aber wegen des konstant gesetzten Gleichrichtereffektes störende Abweichungen gegen die Messungen auf. Während bei der Annäherung durch eine Exponentialfunktion die Abklingzeitverzerrungen mi wachsender induzierter Amplitude kleiner werden, ergibt die weniger exakte Annäherung durch eine Parabel für die Sprachübertragung ungünstige Werte.

Die Parabelkonstruktion wird im folgenden Aufsatz benutzt werden.

Zusammenfassung.

Zur Berechnung der Gleichrichtung im Gitterkreis des Audions wird für den Gitterstrom eine Exponentialfunktion angesetzt und mit Hilfe der Strombilanz die mittlere Gitterspannung Eg bei Auftreffen einer nicht modulierten Welle berechnet. Die Schwankung δEg von Eg bei einer Modulation der Welle erhält man durch totale Differentiation der Gleichung für Eg, wenn man berücksichtigt, daß sich der Wechselstromanteil des mittleren Gitterstromes zum Teil über die Übergangskapazität entlädt. Die Gleichung für δEg bestimmt die Lautstärke im Audion.

Es geht aus ihr hervor, daß die Sprachverzerrungen desto größer sind, je größer die Entladungsdauer $Rg\ Cü$ der Kapazität ist; es werden höhere Töne schwächer wiedergegeben. Für einen mittleren Ton ist die Lautstärke bei derselben Kapazität von dem Widerstand nahezu unabhängig. Die Lautstärke ist der Sender-Aussteuerung angenähert proportional.

Zur Nachprüfung der theoretischen Ergebnisse wird die Lautstärke bei verschiedenen Frequenzen, Widerständen und Kapazitäten und bei verschiedenen Aussteuerungen gemessen. Die nach der Gleichung für δEg zahlenmäßig berechneten Lautstärken geben eine gute Übereinstimmung mit den Messungen. Diese Gleichung bietet also die Möglichkeit, die Lautstärke an Hand der Bestimmungsstücke der Audion-Blockierung und der modulierten Welle zu berechnen.

Es zeigt sich, daß die reduzierte Audion-Aussteuerung ein Maß für die Sprachverzerrung darstellt, wenn man den Hochfrequenz-Spannungsabfall an der Kapazität $Cü$ nicht berücksichtigt. Sie läßt sich angenähert als Funktion des Produktes $\Omega\ Cü\ Rg$, unabhängig von dem Betrag der Einzelfaktoren, darstellen.

Als Fortsetzung erscheint eine Behandlung der Sprachverzerrungen beim Schwingaudion.

Physikalisches Institut der Hamburgischen Universität.

Aufnahmen von Elektronenrelais-Kennlinien mit der Braunschen Röhre.

Von **K. Krüger** und **H. Plendl.**

Die Braunsche Röhre ist verschiedentlich zur Aufnahme von dynamischen Charakteristiken verwendet worden[1]), doch war es bisher infolge der großen Ausdehnung des Fluoreszenzfleckes relativ zum Durchmesser des Schirmes kaum möglich, die gewonnenen Kurven quantitativ auszuwerten. Wir haben nun im folgenden die Frage untersucht, wie weit sich die Deutlichkeit und Genauigkeit der Figuren durch Steigerung der Punktschärfe des Fleckes mit den heutigen Laboratoriumsmitteln treiben läßt, und zwar nahmen wir unsere Versuche zunächst an Elektronenröhren vor. Der Vorteil der Kennliniendarstellung mit der Braunschen Röhre ist hier der, daß die Charakteristik und insbesondere jede Änderung derselben durch Variation der Versuchsbedingungen, sofort in ihrem ganzen Verlauf auf dem Schirm erscheint, während die Kennlinien-Aufnahme mit Gleichstrominstrumenten immer umständlich ist. Daß man imstande ist, bei der Aufnahme mit der Braunschen Röhre die dynamische Charakteristik[2]) für irgendeine Frequenz zu erhalten, ist bei Hochvakuumröhren ohne Bedeutung.

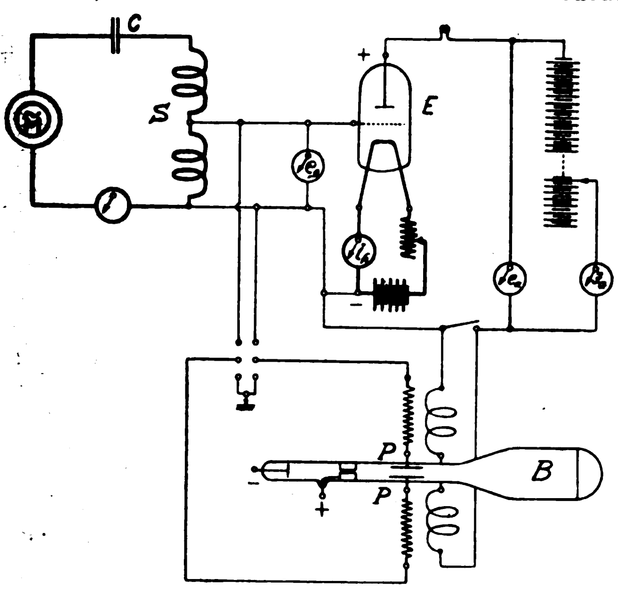


Fig. 1.

Die unten wiedergegebenen Aufnahmen, die mit einer Braunschen Röhre von E. Gundelach (Gehlberg i. Thüringen) gemacht wurden, beziehen sich alle auf die Telefunkenröhre R. S. 5. Die Versuchsanordnung für die Aufnahmen 2 bis 5 zeigt Fig. 1. Die 50-Periodenmaschine arbeitet auf einen abgestimmten Kreis, der aus der Spule S und dem Kondensator C besteht. Ein Teil der Spannung von S liegt am Gitter der Elektronenröhre E und gleichzeitig, parallel dazu, an den Ablenkungsplatten P der Braunschen Röhre B. Der von der Gitterwechselspannung gesteuerte Anodenstrom durchfließt die Ablenkungsspulen A, welche so orientiert sind, daß ihre magnetische Ablenkung auf der elektrischen der Platten P senkrecht steht. Es erscheint dann auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine den Versuchsbedingungen entsprechende Hauptkennlinie als stehende Figur, die sich ohne Schwierigkeit photographieren läßt.

Die Aufnahmen 2 bis 5 zeigen solche e_g - i_a -Linien. Es wurden stets mehrere Kurven nacheinander auf die gleiche Platte gebracht und außerdem noch das Achsenkreuz aufgenommen. Letzteres geschah in der Weise, daß man einmal die Platten P an Erde legte ($e_g = 0$), worauf die Ordinatenachse allein auf dem Schirm erschien, das andere Mal die Spulen A kurzschloß und damit die Abszissenachse erzeugte. Die Belichtungszeit betrug für Hauff-Ultrarapidplatten in allen Fällen etwa zwei Sekunden bei Verwendung eines Objektivs $f:2{,}1$ von Emil Busch, Rathenow.

Die zu den einzelnen Aufnahmen gehörigen Daten sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Angaben gestatten eine annähernd quantitative Auswertung der Figuren, da einerseits Heizstrom, Anodenspannung und Gittervorspannung direkt gegeben sind, andererseits der Abszissenmaßstab aus den Werten für die maximale Gitterspannung hervorgeht. Auch der Ordinatenmaßstab läßt sich festlegen, und zwar dadurch, daß man für eine bestimmte Anodenspannung bei $e_g = 0$ die Anodenstromstärke J_a am Instrument abliest. (Vgl. 4 A in Tabelle 1).

Tabelle 1.

Fig.-Nr.	i_h (Amp.)	e_g max. (Volt)	e_a (Volt)	Gitter-vorspannung (Volt)	J_a (Amp.)
2	2,58	78	104	0	—
	2,68	78	104	0	—
	2,73	78	104	0	—
3	2,73	65	16	0	—
	2,73	65	35	0	—
	2,73	65	79	0	—
	2,73	65	220	0	—
4	2,73	52	135	0	—
	2,73	52	714	0	—
	2,73	52	1175	0	—
4 A	2,73	0	1148	0	0,033
5	2,73	50	696	— 20	—
	2,73	50	696	0	—
	2,73	50	696	+ 20	—

Zu den einzelnen Bildern ist zu bemerken, daß Fig. 2 den Verlauf der Kennlinien für drei verschiedene Heizstromstärken bei konstanter kleiner Anodenspannung darstellt. Fig. 3 zeigt die Kennlinien bei vier verschiedenen niedrigen Anodenspannungen. Man sieht deutlich, wie bei den niedrigsten Werten von e_a der Anodenstrom durch Raumladungseffekt bzw. Gitterstrom herabgedrückt wird. Das Wandern der Kennlinie mit wachsender Anodenspannung nach links wird in Fig. 4 deutlich gemacht. Raumladung und Gitterstrom treten hier nicht mehr in Erscheinung.

[1]) H. Rukop u. J. Zenneck, Ann. d. Phys. 44, 97; 1914. E. Mauz, Jahrbuch d. dr. Tel. 21, 2; 1923.

[2]) Vgl. E. Takagishi, Proc. Inst. Radio-Eng. 12, 609; 1924.

Fig. 5 endlich zeigt in der Mitte die ungefähr symmetrisch liegende Charakteristik bei e_a = 700 Volt, rechts und links davon die entsprechende Kurve mit —20 bzw. +20 Volt Gittervorspannung.

Tabelle 2.

Fig. Nr.	i_h (Amp.)	e_a max (Volt)	e_g (Volt)
6	2,72	418	+ 120
7	2,73	396	0
	2,73	396	+ 20
	2,73	396	+ 100
	2,73	396	+ 160
8	2,72	481	0
	2,72	481	+ 10
	2,72	481	+ 20
	2,72	481	+ 30
	2,72	481	+ 40

Ferner wurde eine Anzahl von Aufnahmen bei variabler Anodenspannung und festem e_g gemacht, die durch die Figuren 6 bis 8 wiedergegeben werden. Die Schaltung war dabei ähnlich wie in Fig. 1, nur mit dem Unterschiede, daß die Spule S, bzw. ein Teil von ihr im Anodenkreise lag, so daß die entstehenden Kurven i_a als Funktion von e_a darstellen. Die Daten sind aus Tabelle 2 ersichtlich. Fig. 6 zeigt eine solche e_a - i_a - Kurve, außerdem noch die dazu gehörige Kennlinie des Gitterstromes (e_a - i_g -Diagramm)[3]. In Fig. 7 sind die Stromspannungslinien für hohe Gitterspannungen zur Darstellung gebracht. Die statisch aufgenommenen Kurven zeigen genau die gleichen Knicke an denselben Stellen. Fig. 8 endlich zeigt den Kennlinienverlauf bei niedrigen positiven Gitterspannungen.

Die im vorhergehenden gezeigten Kennlinien beziehen sich alle auf die angegebene kleine Senderöhre *R. S.* 5 mit verhältnismäßig hoher Emission (Größenordnung bis 40 Milliampere). Auf gewöhnliche Verstärkerröhren[4]) konnten wir das Verfahren bisher nicht in der angegebenen Form anwenden, da der Anodenstrom nicht ausreicht, um genügend große Ablenkungen des Kathodenstrahlbündels zu erzeugen. Über weitere Versuche in dieser Richtung, ebenso über Aufnahmen der Magnetisierungskurve von Eisenkernen, gedenken wir bald Näheres mitzuteilen.

München, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.
Dezember 1924.

[3]) Die Abszissenachse wurde hier der Übersichtlichkeit wegen fortgelassen.

[4]) Für diese ist soeben ein „selbsttätiger Kennlinienschreiber" angegeben worden, der auf mechanischem Wege das Aufnehmen der statischen Charakteristik mit Gleichstrominstrumenten erleichtert: H. Stahl. ETZ. S. 1313; 1924.

Referate.

Grace Hazen and Frieda Kenyon: Primary Radio-Frequency Standardization By Use Of The Cathode-Ray Oscillograph. Scientific Papers Of The Bureau Of Standards, No. 489, P. o. Vol. 19, 1924.

Die beiden Verfasser eichen einen Wellenmesser dadurch, daß sie als Grundfrequenz diejenige eines Stimmgabelsenders von 1024,2 Perioden nehmen und nun mittelst der Schwingungen eines Niederfrequenzerzeugers als Oberschwingungen dieser Grundfrequenz die Wellenlängenskala aufstellen.

Das Prinzip dieses Verfahrens wird allgemein angewandt. Neu ist jedoch die Art und Weise, wie die Verfasser die Oberschwingungen ihrer Ordnungszahl nach auszählen und gleichzeitig das Eintreten eines multiplen Verhältnisses der beiden Schwingungszahlen feststellen. Während man sich sonst durch Vergleichung der errechneten und gefundenen Kondensatorgrade vor Irrtümern in bezug auf die Ordnungszahl zu schützen versucht, benutzen die Verfasser als Kriterium für beides das Kurvenbild des Kathodenfleckes in einer Braunschen Röhre. Jedoch auch sie müssen zugeben, daß zum bequemen Arbeiten hierbei ebenfalls eine grobe Festlegung der Kondensatoreinstellung durch eine Voreichung nötig ist.

Die Verfasser legen, wie Fig. 1 zeigt, an die vier Ablenkungsplattenelektroden einer Braunschen Röhre die Wechselspannungen zweier Schwingungserzeuger, so daß zwei senkrecht aufeinander stehende elektrische Felder vorhanden sind.

Unter ihrem Einfluß wird der Leuchtfleck auf dem Schirm der Röhre zu einem Gewirr von Linien auseinander gezogen, das nur dann, wenn die Schwingungszahlen der beiden Sender in einem einfachen Verhältnis stehen, die einfache Form bekannter Lissajous'scher Figuren annimmt und zu identifizieren ist.

Das Kriterium für das baldige Eintreten der Resonanz zwischen Grund- und Oberschwingung war das Auftreten einer Rotation der Leuchtfigur, die bei Erreichung des genauen multiplen Verhältnisses still stand. Für niedrige Ord-

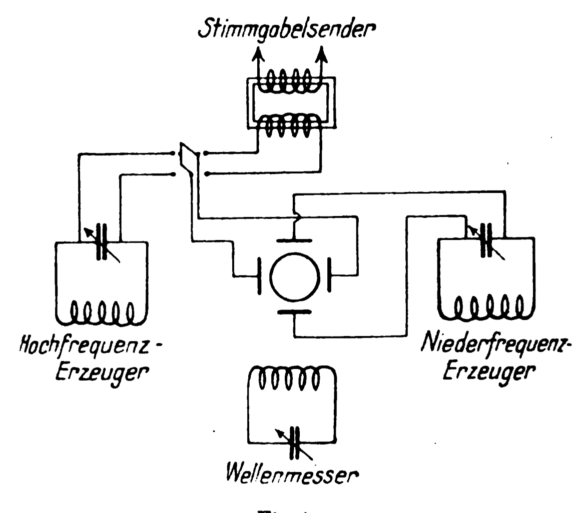
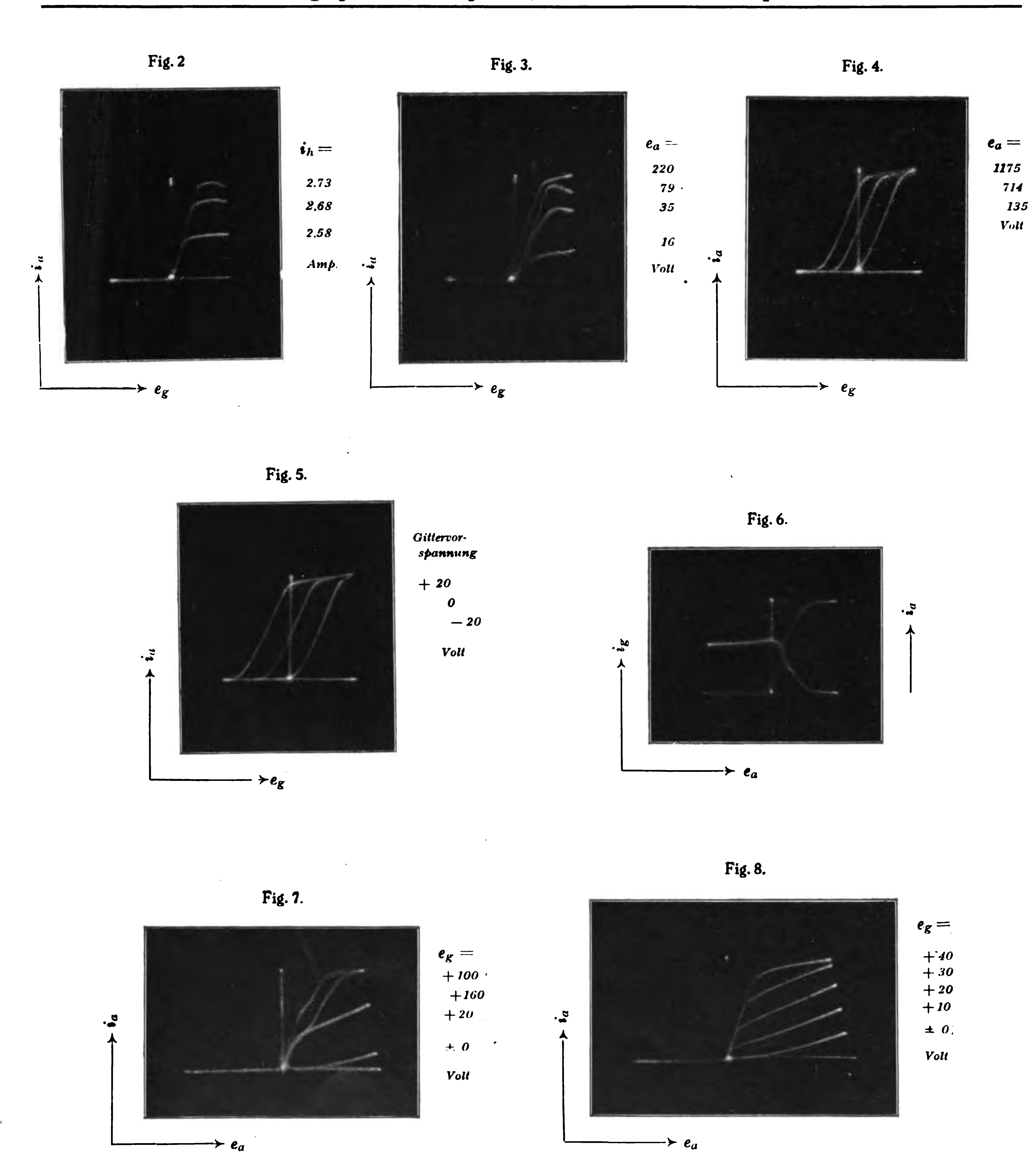


Fig. 1.

nungszahlen war das Bild auf dem Leuchtschirm leicht zu deuten, sehr schwierig war dies bei höheren Zahlen, so daß eine Voreichung des Wellenmessers mit Hilfe eines anderen notwendig war, um die Ordnungszahl endgültig bestimmen zu können. Die Methode war anwendbar bis zum Verhältnis 22 : 1.



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: K. Krüger und H. Plendl, Aufnahmen von Elektronenrelais-Kennlinien mit der Braunschen Röhre.

Die Verfasser eichen demgemäß den Wellenmesser mit dem Niederfrequenzerzeuger bis zur 20. Oberschwingung des Stimmgabeltones. Daraufhin nehmen sie diese Frequenz als Grundschwingung, um damit mit Hilfe der Schwingungen eines Hochfrequenzerzeugers die Wellenlängenskala fortsetzen zu können. Durch einen einfachen Umschalter konnte der Stimmgabelsender weg- und der Hochfrequenzerzeuger an die Röhre gelegt werden, so daß jederzeit ersterer zur Kontrolle des Niederfrequenzerzeugers bereit stand. Sie gehen hierbei bis zu einem weiteren Verhältnis von 21 · 1, so daß das Gesamtverhältnis von der Grundfrequenz zum höchsten Oberton 1 : 420 war.

Was die Genauigkeit der Methode anbetrifft, so scheint die Bewegung bzw. Rotation des Bildes ein hohes Maß für äußerst geringe Frequenzabweichungen zu sein[1]). Eine Differenz von 1 Periode/sec in bezug auf die niedrigere Frequenz bringt eine Bildrotation von 1 Drehung/sec hervor. 5 Umdrehungen/sec bei 100 000 Schwingungen würden 0,005%, bei 1 000 000 Schwingungen 0,0005% Fehler ergeben.

Leider fehlen Angaben über die experimentell gefundenen Abweichungen bei den einzeln gemessenen Frequenzen. Aus einer beigegebenen Tabelle ist jedoch zu entnehmen, daß das wiederholte Einstellen auf Stillstand der Bildbewegung zu guten Übereinstimmungen führt, denn die Abweichungen in der Ablesung des Wellenmessers betragen für zwei verschiedene Meßreihen, die von zwei verschiedenen Beobachtern aufgenommen wurden, nur 0,00—0,06%.

Hauptschwierigkeiten scheint jedoch die Wartung der Braunschen Röhre, die Einstellung der Wellenlängen an den Sendern, mangelnde Konstanz der Spannungen und Ströme, und die Verhinderung der kapazitiven Kopplung der beiden Sender und des Wellenmessers über die Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre zu bereiten. Der Nieder- und Hochfrequenzerzeuger besitzt je eine 250-Watt-Röhre. Die Stimmgabel von 1024,2 Perioden bei 20° C ist vor der Eichung mit Oscillograph und Chronometer im Bureau of Standards kontrolliert worden. Ihr Temperaturkoeffizient war außerordentlich gering [2])[3])[4]).

Der Standard-Wellenmesser selbst besteht aus einem variablen Luftkondensator, dem vier feste Glimmerkondensatoren parallel geschaltet werden können, und aus sechs unterteilten Selbstinduktionsspulen. Die maximale Kapazität des Drehkondensators beträgt 0,0012 μF; die Glimmerkondensatoren haben eine Kapazität von 0,001; 0,002; 0,004 und 0,008 μF. Die Selbstinduktionsspulen besitzen 10, 57, 392, 2460, 5400 und 12 700 Mikrohenry Selbstinduktion. Eine Abschützung der Spulen gegen elektrische Felder scheint nicht stattzufinden [5])[6]). Die Eichung wurde durchgeführt zwischen 3,5 und 5000 Kiloperioden, entsprechend einer Wellenlänge von etwa 85,7 km bis 60 m.

Die Verfasser weisen darauf hin, daß die erhaltenen Resultate mit solchen Werten verglichen und übereinstimmend befunden wurden, die mittelst Berechnung und anderer Methoden erhalten worden waren. Es ist bedauerlich, daß vergleichende Angaben fehlen, besonders in Hinblick darauf, daß es weit einfachere und sicherlich ebenso genaue Methoden zur Bestimmung der Resonanz zwischen Grund- und Oberschwingung und zur Kontrolle der Ordnungszahlen gibt, als wie die der Anwendung des schwierig zu behandelnden Braunschen Rohres. A. Scheibe.

[1]) L. M. Hull, „The cathode-ray oscillograph and its application in radio work". Proc. J. R. E. 9; p. 130, 1921.

[2]) H. M. Dadourian, „Characteristics of tuning forks". Phys. Rev. 13; p. 354, 1919.

[3]) D. Dye, „The valve-maintained tuning fork as precise time standard". Proc. Roy. Soc. 103, 1923.

[4]) E. A. Eckhardt, J. D. Karcher and M. Kaiser, „An electron-tube tuning fork drive". Jour. Opt. Soc. of Amer. 7, p. 949, 1922.

[5]) Standard wave meter. Bureau of Standards type R 70 B, by R. T. Cox, Jour. Opt Soc. Amer. 6, p. 162, 1922.

[6]) Bureau of Standards Letter Circular No. 103, „Description of a series of single-layer inductance coils suitable for radio-frequency standards.

E. L. Nelson. Rundfunksender. (Transmitting equiment for radio telphone broadcasting.) Proc. Inst. Radio Eng. 12, 553—577. 1924.

Der erste Teil der Arbeit besteht in einer Diskussion der allgemeinen Gesichtspunkte, die für einen guten Rundfunksender maßgebend sind. Diese Diskussion ist insofern bemerkenswert, als die American Telephone und Telegraph Co. und die Western Electric Co., deren Forschungslaboratorium der Verfasser angehört, auf diesem Gebiete große Erfahrung haben.

Bezüglich der Tonaufnahme bespricht er zwei Möglichkeiten: das Kohlemikrophon und das Kondensator-Telephon. Er betont, daß die beiden Apparate soweit entwickelt sind, daß sie eine verzerrungsfreie Wiedergabe von Sprache und Musik gewährleisten. Als Vorteile des Kohle-Mikrophons hebt er hervor, daß es besseren Wirkungsgrad besitzt und deshalb schon in Verbindung mit einem Dreifach-Verstärker zur Besprechung des Senders genügt, während das Kondensator-Telephon einen Fünffach-Verstärker erfordert. Ferner macht er darauf aufmerksam, daß der hohe Widerstand des Kohle-Mikrophons (etwa 200 Ohm in der später zu besprechenden Ausführung) gestattet, zwischen das Mikrophon und die Verstärker evtl. lange Leitungen einzuschalten, ohne daß die Induktivität oder Kapazität derselben einen merklichen Einfluß ausübt, während beim Kondensator-Telephon mit seiner kleinen Kapazität (etwa 400 cm) die Kapazität schon von verhältnismäßig kurzen Leitungen starke Wirkungen haben kann. Nach Ansicht des Verfassers ist deshalb das Kohle-Mikrophon im allgemeinen bequemer, und nur da, wo die höchste Feinheit in der Wiedergabe verlangt wird, das Kondensator-Telephon vorzuziehen.

Da bei der Musikwiedergabe unter Umständen Änderungen der akustischen Leistung im Verhältnis 100 000 : 1 vorkommen, so ist es bei derartiger Musik unvermeidlich, daß die Verstärker, wenn sie für eine gute Wiedergabe der leiseren Töne eingestellt sind, durch die stärkeren bei weitem überlastet werden. Es bleibt deshalb nichts anderes übrig, als auf die Wiedergabe dieser großen Intensitätsunterschiede zu verzichten, und durch eine von Hand betätigte Regelung der Verstärkung dafür zu sorgen, daß die Intensität bei pianissimo-Stellen ausreicht und bei fortissimo unterhalb der zulässigen Grenzen bleibt.

Der zweite Teil der Arbeit enthält eine Besprechung des 500-Watt-Senders der Western Electric Co. mit zahlreichen Abbildungen. Das Kohle-Mikrophon, das in der Arbeit abgebildet ist, ist von dem „double button carbon type": auf beiden Seiten der Metallmembran ist eine große Zahl von Kohleelementen angeordnet, so daß bei einer Bewegung der Membran auf der einen Seite der Druck gegen die Kohlekörner vermehrt, auf der anderen vermindert wird und eine Gegentaktschaltung nötig ist. Zur Luftdämpfung dient eine perforierte Metallplatte, die ganz nahe der Membran liegt und nur eine dünne Luftschicht zwischen sich und der Membran läßt. Der Schwingungskreis ist sowohl mit dem Gitter- als dem Anodenkreis der Senderöhren induktiv gekoppelt (Schaltung von Graf Arco und Meißner), er arbeitet auf einen Zwischenkreis und erst dieser ist, und zwar kapazitiv, mit der Antenne gekoppelt. Als Röhren für den Schwingungskreis werden zwei von 250 Watt ver-

wendet. Dieselbe Leistung haben die im Anodenkreis befindlichen Modulationsröhren. Zwischen diesen Modulationsröhren und den Niederfrequenz-Verstärkern des Mikrophons bzw. Kondensator-Telephons liegt eine 50 Watt-Verstärkerröhre.

Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Sie verdient Beachtung, da es sich um eine Einrichtung handelt, die in ungefähr 40 größeren amerikanischen Rundfunkstationen Verwendung gefunden hat.

Zenneck.

R. H. Marriott. Entdeckung einer Stelle, an der im August keine atmosphärischen Störungen zu hören waren. (Discovery of a place where no static could be heard in August.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 533—37. 1924.

Der Verfasser beschreibt Empfangsversuche, die er an einer Stelle 25,6 km Ost-Nord-Ost von Ketchikan im südlichen Alaska gemacht hat. Diese Stelle hatte die Besonderheit, daß dort in der für atmosphärische Störungen schlimmsten Zeit (9.—15. August) keinerlei atmosphärische Störungen gehört werden konnten, obwohl zur selben Zeit die Stationen im Stillen Ozean und an den Küsten desselben sich fortgesetzt über atmosphärische Störungen beklagten. Die Stelle zeichnete sich aber außerdem dadurch aus, daß von ihr aus Stationen nördlich bis Cordova (Alaska), westlich bis Honolulu und südlich bis zum südlichen Californien gut aufgenommen werden konnten, während keine östlichen Stationen und auch keine südlichen Inlandsstationen bis Seattle und Mt. Rainier zu hören waren.

Marriott ist der Ansicht, daß der Grund für die Besonderheit dieser Stelle darin liegt, daß sie durch die Berge gegen die atmosphärischen Störungen, die ihren Ursprung im Inland und zwar besonders an den hohen Bergen desselben haben, aber auch gegen Stationen, die in dieser Richtung liegen, abgeschirmt ist. Seine Auffassung, daß die Berge die hauptsächlichste Quelle der atmosphärischen Störungen sind, wird gestützt durch die Aufnahme der atmosphärischen Störungen mit gerichteten Antennen, die in der Gegend von Bremerton bei Seattle unzweideutig den Mt. Rainier und weiter nördlich den Mt. St. Elias, in geringem Maße auch die niederen Berge in der Nähe des Mt. Rainier als die Störungsquelle zeigten. Der Mt. Rainier (auf den Karten auch als Mt. Tacoma bezeichnet), der nahezu vom Meeresniveau zur Montblanc-Höhe (tatsächlich 4410 m) sehr plötzlich ansteigt, ist von der See durch verhältnismäßig niedere Ebenen getrennt, sodaß die Winde vom Stillen Ozean beim Hinüberstreichen über dieses Land erheblich erwärmt und mit Staub beladen werden. Diese staub- und feuchtigkeitsbeladene Luft kommt dann plötzlich in Berührung mit den Gletschern des Mt. Rainier. Die entstehende Kondensation soll dann sehr starke elektrische Störungen zur Folge haben.[1])

Der Verfasser weist nachdrücklich darauf hin, daß es bei Untersuchungen über das Wesen und den Ursprung von atmosphärischen Störungen unbedingt nötig ist einen Platz zu wählen, an dem man nicht mit Störungen durch elektrische Anlagen zu tun hat. Als ein Beispiel für diese Art von Störungen führt er eine Cotterellsche elektrische Entstaubungsanlage westlich von Tacoma an, die auf weiten Umkreis alle wirklichen atmosphärischen Störungen und alle Zeichen von drahtlosen Stationen und Rundfunksendern übertönt.

Zenneck.

[1]) Herr Prof. Emden hat mich darauf aufmerksam gemacht, daß diese Auffassung von Herrn Marriott sehr ähnlich ist der Sohnkeschen Gewittertheorie.

R. R. Batcher. Bemerkungen zu J. Erskine Murray. „Die Berechnung der Induktivitäten und Kapazitäten von Sendern oder Empfängern mit verschiedenen Frequenzbereichen, wenn der Gesamtbereich und die Ablesegenauigkeit gegeben ist." („On the calculation the inductances and capacities for multirange .... series of tuned circuits...") Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 651—653, 1924.

Die Arbeit von Erskine Murray ist in diesem Jahrbuch Band 24, Seite 122 referiert. In der vorliegenden Arbeit gibt der Verfasser eine Methode an, die demselben Zweck dienen soll wie diejenige von Erskine Murray, aber nach Ansicht des Verfassers erheblich einfacher ist.

Zenneck.

E. H. Armstrong. Das Super-Heterodyne, sein Ursprung, seine Entwicklung und neuere Verbesserungen an demselben. (The Superheterodyne, its origin, development, and some recent improvements.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 539—552. 1924.

Es handelt sich bei der Abhandlung um Telephonieempfänger, die mit Zwischenfrequenz arbeiten. Die Anordnung ist bekanntlich die folgende. Der Überlagerer wird so einreguliert, daß im Anodenkreis der Detektorröhre nicht Niederfrequenz, sondern eine Zwischenfrequenz von z. B. 20000—30000/sec. entsteht. Diese wird durch einen oder mehrere Verstärker verstärkt und einer Detektorröhre zugeführt. Der Anodenkreis dieser Röhre wirkt direkt oder unter Vermittlung von Niederfrequenz-Verstärkern auf das Empfangstelephon, in dem der Telephoniesender abgehört werden soll. Der Vorteil dieser Zwischenfrequenzempfänger ist der, daß alle Zwischen- und Niederfrequenzkreise fest eingestellt bleiben und nur der Antennenkreis und Überlagerer für die verschiedenen Senderfrequenzen regelbar sein muß, wobei die Überlagererfrequenz stets so gewählt wird, daß als Schwebungsfrequenz sich die gewählte Zwischenfrequenz ergibt.

Nach einer geschichtlichen Einleitung und Angabe der Erfolge, die mit dieser Anordnung gegen Ende 1920 erzielt wurden, schildert Armstrong die Ausbildung dieser Empfangsmethode für drahtlose Telephonie. Im Frühjahr 1922 baute er zusammen mit H. Houck einen Rundfunktempfänger, der aus einem unabgestimmten Hochfrequenzverstärker, einem Hochfrequenzüberlagerer, einer Detektorröhre, einem dreifachen Zwischenfrequenzverstärker mit Transformator-Kopplung (Eisenkern-Transformatoren), einer zweiten Detektorröhre und einem zweifachen Niederfrequenzverstärker bestand. Die Zwischenfrequenzverstärker waren für ein Band von Frequenzen zwischen 20000 und 30000/sec. eingerichtet. Eine Abbildung eines ausgeführten Empfangsapparates nach dieser Methode ist in der Arbeit reproduziert. Die Resultate mit diesem Empfänger waren ausgezeichnete, er war aber für eine ausgedehntere Verwendung viel zu teuer, hauptsächlich infolge der vielen Röhren, die er benötigte.

Um an Röhren zu sparen, lag es nahe, den gesonderten Überlagerer durch eine Selbstüberlagerung mit Hilfe eines Schwingaudions zu ersetzen. Das hat bei nicht ganz kurzen Wellen bekanntlich den Nachteil, daß der Empfangskreis, der gleichzeitig die Überlagerungsfrequenz liefert, nicht mehr in Resonanz mit den ankommenden Wellen sein kann. Verwendet man zwei Kreise, von denen einer mit den ankommenden Wellen in Resonanz ist, während der andere rückgekoppelte die Überlagerungsschwingungen gibt, so ändert bei der geringen Differenz zwischen den Frequenzen der beiden Kreise eine Änderung der Frequenz des einen

Kreises auch diejenige des anderen. Diesen Nachteil vermeidet eine Anordnung, die Armstrong auf Vorschlag des Herrn Houck anwandte und die in Fig. 1 schematisch dargestellt ist. Kreis I ist in Resonanz mit der Trägerfrequenz f der ankommenden Wellen. Kreis II, der die Überlagerungsschwingungen liefert, hat die Frequenz $\frac{1}{2}$ (f ± z), so daß seine zweite Harmonische mit der Empfangsfrequenz f die Schwebungsfrequenz z im Anodenkreis der

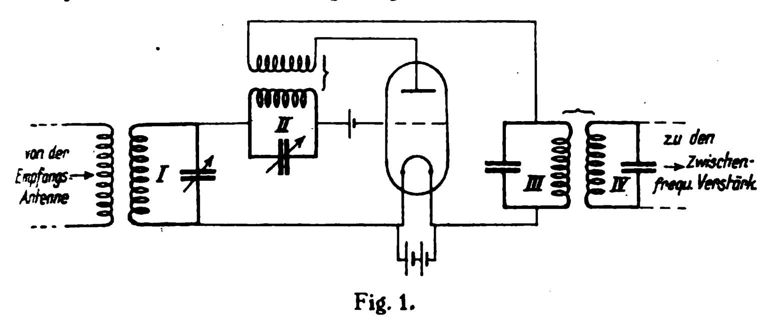


Fig. 1.

Röhre gibt. Auf diese Zwischenfrequenz ist dann der Kreis III und IV abgestimmt. Da in diesem Fall die Eigenfrequenz der Kreise I und II sich um nahezu 100 % unterscheidet, so ist eine Frequenzänderung des einen ohne großen Einfluß auf diejenige des anderen. Außerdem hat die Anordnung noch den Vorteil, daß eine Ausstrahlung der Überlagerungsschwingungen durch die Empfangsantenne praktisch vollkommen vermieden wird, da der Kreis I, der mit der Antenne gekoppelt ist, ja vollkommen gegen diese Überlagerungsfrequenz — allerdings nicht gegen ihre zweite Harmonische — verstimmt ist.

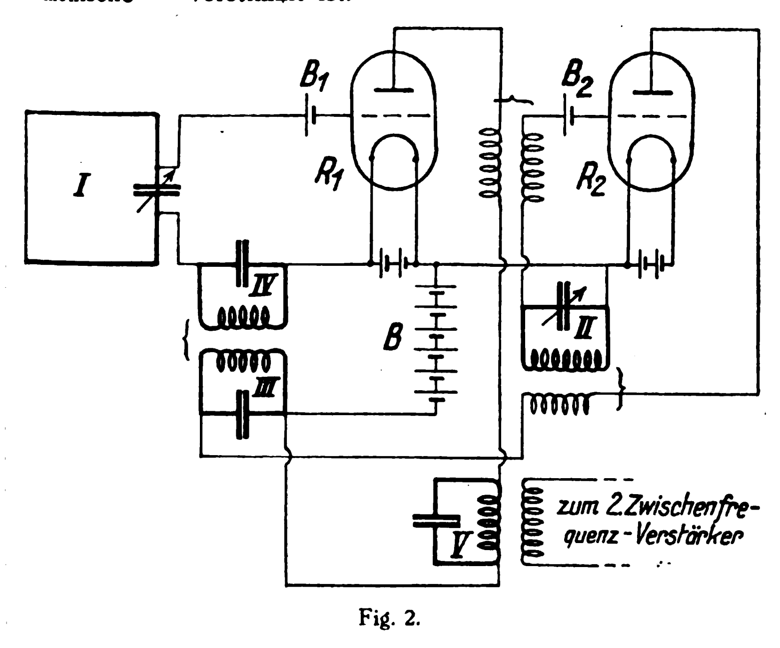


Fig. 2.

Eine zweite Röhre spart Armstrong dadurch, daß er die Hochfrequenzverstärkerröhre gleichzeitig zur Verstärkung der Zwischenfrequenz heranzieht, so daß sie als 1. Stufe des Zwischenfrequenzverstärkers wirkt.

So entstand ein Empfänger von der Form, wie er in Fig. 2 wiedergegeben ist. Darin bedeutet I die Rahmenantenne; die Röhre R_1 wirkt als Hochfrequenzverstärker. Ihr Anodenkreis induziert auf den Gitterkreis der Röhre R_2, die als Schwingaudion mit der Frequenz $\frac{1}{2}$ (f ± z) des rückgekoppelten Kreises II arbeitet. Im Anodenkreis dieser Röhre R_2 entsteht als Schwebungsfrequenz zwischen den ankommenden Schwingungen von der Frequenz f und der zweiten Harmonischen des Schwingaudions die Zwischenfrequenz z, die durch die Kreise III und IV dem Gitterkreis der Röhre R_1 zugeführt wird. In ihrem Anodenkreis, der die einmal verstärkten Zwischenfrequenzschwingungen erhält, befindet sich der Kreis V, der auf die 2. Stufe des Zwischenfrequenz-Verstärkers induziert. In der Arbeit ist noch eine andere Schaltung angegeben, die sich von derjenigen in Fig. 2 dadurch unterscheidet, daß die Kreise I und IV nicht in Serie, sondern parallel zueinander liegen.

Ein ausgeführter Rundfunkempfänger, der nach diesem Prinzip gebaut ist, ist in der Arbeit mit allen Einzelheiten abgebildet. Als Beispiel für die Empfindlichkeit dieses Empfängers führt der Verfasser an, daß zwei Damen, die keinerlei technische Kenntnisse hatten, mit einem tragbaren Empfänger (gemeint ist wohl tragbare Rahmenantenne) in Massachusetts einen Rundfunksender von London mit Lautsprecher aufnehmen konnten. Zenneck.

D. C. Prince und F. B. Vogdes. Ein Röhrensender von hohem Wirkungsgrad. (A high efficiency vacuum tube oscillating circuit.) Aus dem Laboratorium der General Electric Company.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 623—650. 1924.

Der Gegenstand der Arbeit ist hauptsächlich die Gegentaktschaltung, die in der untenstehenden Figur schematisch abgebildet ist. Der Schwingungskreis C_1 L_1, der zwischen die beiden Anoden eingeschaltet ist, ist mit einem zweiten Kreis L_2 C_2, der zwischen den beiden Gittern liegt, gekoppelt. Beide Kreise sind aufeinander abgestimmt. Die Zuleitung zur Mitte von L_1 enthält eine Drosselspule L_3 von hoher Induktivität, und eine ebensolche L_4 befindet sich in der Zuleitung zu der Mitte von L_2. Beide Drosseln induzieren aufeinander. Sie sollen dafür sorgen, daß die Summe der Anodenströme in den beiden Röhren und ebenso die Summe der Gitterströme merklich konstant bleibt. Trotzdem ist es unvermeidlich, daß die Ströme in den Zuleitungen, in die L_3 bzw. L_4 eingeschaltet sind, geringe Wechselstrom-Komponenten von der doppelten Frequenz des Schwingungskreises C_1 L_1 bekommen, die die Röhrenverluste sehr ungünstig beeinflussen. Die Kopplung zwischen den Drosseln L_3 und L_4 hat den Zweck, den Wechselstrom-Komponenten in

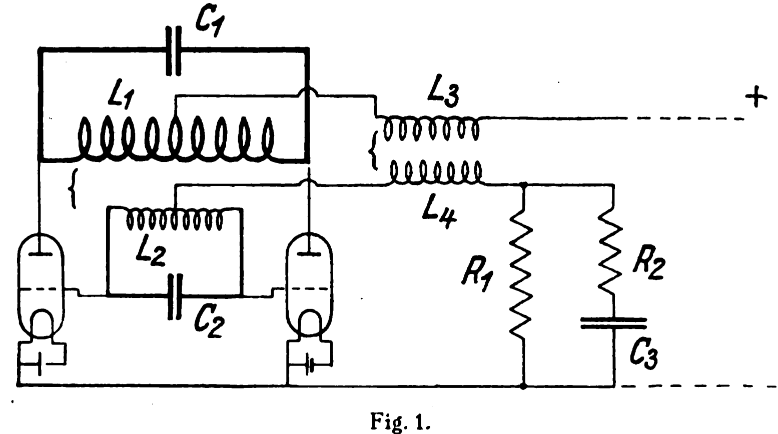


Fig. 1.

den beiden Leitungen ein gewisses Phasenverhältnis aufzuzwingen, das zur Folge hat, daß die Röhrenverluste trotz des Vorhandenseins der Wechselstrom-Komponenten niedrig bleiben. Der Widerstand R_1 dient einfach als Gitterableitung, der Kondensator C_3, dessen Kapazität nicht kritisch ist, soll den hohen Gitterwiderstand R_1 für die Wechselstrom-Komponente in L_3 kurz schließen. Der Widerstand R_2 verhindert,

daß durch die Zuschaltung des Kondensators C_3 parasitäre Schwingungen entstehen.

Die Verfasser diskutieren theoretisch die Verhältnisse in einer solchen Anordnung in sehr eingehender Weise, wenden ihre Formeln auf einen bestimmten Röhrensender an und zeigen, daß ihre mathematisch abgeleiteten Resultate gut übereinstimmen mit dem, was die experimentelle Untersuchung dieser Sender gab. Sie rühmen ihrer Anordnung nach, daß sie mit hohem Wirkungsgrad arbeitet — die Kurven zeigen im Maximum 66 % — und daß bei gegebenen Röhren eine besonders hohe Leistung erzielt werden kann, ohne daß die Lebensdauer der Röhren leidet. Zenneck.

Empfang mit Kristall-Detektoren auf große Entfernungen. (Long distance crystal reception.) Electrician **93**, 197. 1924.

Wie weit unter Umständen ein Empfang mit Kristalldetektor möglich ist, zeigen folgende Beispiele.

1. Die Rundfunkkonzerte des Marconi-Hauses in London wurden auf einem Schiffe bei Algier mit einem Kristall-Detektor gut aufgenommen, obwohl der Sender nur $1^1/_2$ kW besitzt und die Wellen einen großen Teil ihres Weges von 1500 km über Land zu machen haben.

2. Der erheblich kräftigere Rundfunksender in Chelmsford, nördlich von London, wurde in Dänemark auf eine Entfernung von etwa 1000 km bei Tag mit einem Kristall-Detektor klar empfangen.

In beiden Fällen besaß der Empfänger einen Karborundumdetektor mit Hilfsspannung. Er befand sich parallel zum Kondensator eines Sekundärkreises, der mit einem Teil der Antennenspule induktiv gekoppelt war.

Zenneck.

Literaturschau.

Von **O. Schöpflin.**

Général Vouillemin, L'électron et l'antenne. (Radio Electricité vom 10. Januar 1925.)

N. Koomans Dr. Ing., La station réceptrice de Meyendel. (Radio Electricité vom 10. Januar 1925.)

J. Lynn, L'évolution de la radiodiffusion anglais. (Radio Electricité vom 25. Januar 1925.)

W. Sanders, L'organisation de la radiotélégraphie en Grende-Bretagne. (Radio Electricité Nr. 72 vom 25. November 1924.)

George Lewis, Sensitive Radio-Frequency Relay. (The Wireless World and Radio Review Nr. 283 vom 14. Januar 1925.) Der Verfasser bespricht in diesem Artikel die theoretischen Möglichkeiten, die mechanische Konstruktion und die Wirkungsweise eines neuen Electronen-Relais. Der Erfinder ist der Naturwissenschaftler Samuel Rubben, wohnhaft in New York. Der Originalartikel ist im November 1924 in Journal of the American Institution of Electrical Engineers erschienen. Das Relais ist in einer Vakuumröhre eingebaut. Die Anode derselben ist als ein Band ausgebildet, das auf Wärmewirkung des Anodenstromes einer Längenveränderung ausgesetzt ist und dadurch den Stromkreis einer Ortsbatterie schließt und öffnet entsprechend den Stromschwankungen im Anodenstromkreis.

Wireless World and Radio Review gibt in Nr. 283 ein Diagramm bekannt, das die Zahl der Rundfunkstationen verschiedener Länder im Verhältnis zur Millionen-Einwohnerzahl veranschaulicht. Nach diesem sind:

1. Vereinigte Staaten	5,1
2. Schweden	2,2
3. Dänemark	1,2
4. Süd-Afrika	1,0
5. Schweiz	0,9
6. Holland	0,78
7. England	0,49
8. Norwegen	0,45
9. Belgien	0,3
10. Rumänien	0,17
11. Deutschland	0,14
12. Spanien	0,087
13. Frankreich	0,077

Valve Tests (Wireless World and Radio Review Nr. 283.)

Mullard D3 Röhre.

Heizspannung	1,8 Volt,
Heizstrom	0,35 A,
Anodenspannung	80 Volt,
Emissionsstrom	6 MA,
Steilheit	0,30 MA/Volt,
Impedanz für Niederfrequenzverstärkerröhren	20 000 Ohm,
Impedanz für Hochfrequenzverstärkerröhren	35 000 Ohm,
Verstärkungsfaktor	6.

J. L. Baird, Television. A Description of the Baird System. (Wireless World and Radio Review Nr. 284.) Ein Verfahren, das gestattet, Bildübertragungen auf vereinfachte Weise durchzuführen.

Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, Paris, Nr. 22 u. 25. — A. Dufour. Sur la distorsion d'une perturbation électromagnétique se propageant le long d'une ligne conductrice isolée. — E. Paloque. Un nouvel instrument pour la détermination de l'heure. — Jean Granier. Asorption des ondes électromagnétiques par la glace.

Bulletin de la Société belge des Electricien, Bruxelles, Dezember 1924. — G. Vincent et E. Ditoire. Une méthode de mesure des coefficients d'induction mutuelle, utisable en haute fréquence.

Bulletin de la Société francaise des Electriciens, Paris, Nr. 38, 1924. — M. Montoriol. Récents perfectionnements apportés a l'appareil Baudot et ses applications nouvelles. — M. Cahen. Le progres et l'etat actuel de la technique des lignes pupinisées. — M. Reynaud-Bonin. La modulation en téléphonie sans fil. — M. Mesny. Radiogoniométrie a bord des navires métalliques.

L'Electricien, Paris, Nr. 1362 u. 1363. — Voeux et définition de la Commission internationale de l'éclairage. — R. Dumé. Calcul des ferrures supports d'isolateur.

L'Onde électrique, Paris, Nr. 36. — J. Granier. Sur l'absorption des ondes courtes. — H. Nozieres



u. P. Giroud. La lampe a 4 électrodes. — L. W. Austin. Observations radiotélégraphiques pendant l'éclipse de soleil du 10. September 1923. — M. Clayeux. Ondometre d'absorption pour poste récepteur.

Paris-Radio, Nr. 55, 58 bis 60. — André Lemonnier. Notes sur les cadres. — André Darrecet. Un nouveau circuit d'émission pour ondes tres courtes. — Ing. J. Quinet. Un perfectionnement important dans l'emploi des „circuits-bouchons".

Revue générale de l'Electricité, Paris. Nr. 23 u. 26. — Henri Stauffer. Essai sur la réfraction du champ électrique.

La Revue des Téléphones, Télégraphes et T. S. F., Paris, Nr. 17. — Le budget des P. T. T. en 1925. — Les installations automatiques privées. — Quelques systemes de téléphonie automatique venus d'Amérique et de Suede. — A. E. Vaulot. Application du calcul des probabilités a l'exploitation téléphonique. — Les nouveux tarifs téléphoniques belges. — Une nouvelle batterie électronique. — Procédé pour localiser les pertes à la terre dans une câble souterrain. — La station radiotéléphonique de Lot-et-Garonne.

Revue juridique internationale de la radioélectricité, Paris, Nr. 1 bis 4. — J. Mihura. La T. S. F. et sa réglementation juridique. — P. Brenot, P. Franck u. J. Mihura. La réglementation de la T. S. F. — Robert Tabouis. La protection des la propriété intellectuelle et artistique et la radiotéléphonie. — J. Bouruet-Aubertot. Les droits des exploitants des postes d'émission, des auteurs et des artistes et les auditions radiophoniques publiques et privées. — R. Homburg u. R. Tabouis. Mations de presse, de finances et de publicité. — Jean Costarelle. Le dode de la radiotélégraphie en temps de guerre.

Radio-Electricité, Paris, Nr. 72 u. 74. — W. Sanders. L'organisation de la radiotélégraphie en Grande-Bretagne. — I. Podiasky. La station de radiodiffusion départementale dA'gen. — Olivier de L'Harpe. Construction d'um poste d'émission. — P. Bouvier. Antenne et système de terres de la station radioéléctrique de Coltano.

La Radiophonie pour tous, Bruxelles, Nr. 44 u. 45. — Résultats obtenus à très grandes distances par un système de T. S. F. à courtes ondes dirigées, généralement dénommé „le système à faisceau".

The Electrical Review, London, Nr. 2453 bis 2458. — Selected Radio-telephone apparatus. — F. W. Maxstadt. Steady high-voltage direct current from a thermionic rectifier. — R. Robert. Some essentials of goodloudspeaker reproduction. — Donald Murray. Speeding up the telegraph service.

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, London, Nr. 336. — E. H. Shaughnessy. Chairman's adress, wireless section.

Popular Radio, Ney York, Nr. 6 u. 7. — Arthur L. Kaser. How to get the greatest value from your storage a battery. — Jesse L. Marsten. How to select your radiofrequency transformer. — Charles A. Herndon. 1000 printed words a minute by radio. — John V. L. Hogan. How to improve broadcast reception. — Raoul Y. Hoffmann. A measurement chart for the simple calculation of combined resistance.

Telegraph and Telephone Age, New York, Nr. 999 u. 1000. — David Sarnoff. Why super broadcasting means better service. — J. L. Niesse. Graphical pole line calculations.

The Telegraph and Telephone Journal, G. P. O., London, Nr. 117. — Is telephonie ousting telegraphy. — Capt. B. S. Cohen. Engeneering research in the Post Office.

Wireless Weekly, London, Nr. 7 bis 11. — A. D. Cowper. The aerial counterpoise. — Greenleaf W. Pickard. Discovery of the oscillating crystal.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig**.

Schwingungserzeugung.

Röhrengenerator.

D.R.P. 405 129. Röhrengenerator zur Erzeugung mehrerer Frequenzen. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert im Deutschen Reiche vom 8. Dezember 1921 ab. Ausgegeben am 28. Oktober 1924. Priorität: V. St. Amerika 22. 12. 1920.

Das Hauptmerkmal dieser Erfindung besteht darin, daß die frequenzbestimmenden Kreise nur ein gemeinsames Element 3 (Fig. 1) besitzen, das als Kupplungselement dient. Hierdurch wird eine große Störungsfreiheit erzielt und das Auftreten von Kombinationsschwingungen verhindert. Außerdem ist bei dieser Erfindung noch berücksichtigt worden, daß das Gitter niemals in bezug auf die Kathode positiv wird, weil sonst die Impedanz der Röhre sehr reduziert wird und eine Änderung in der Frequenz eintritt. Dies kann durch eine passende negative Gittervorspannung erzielt werden. Ferner, wenn die Frequenz irgendeines der Schwingungskreise geändert wird durch Änderung eines ihrer Abstimmungselemente, ohne daß die Rückkopplung geändert wird, so wird die Amplitude der erzeugten Schwingungen vergrößert. Es ist deshalb notwendig, die Amplitude der

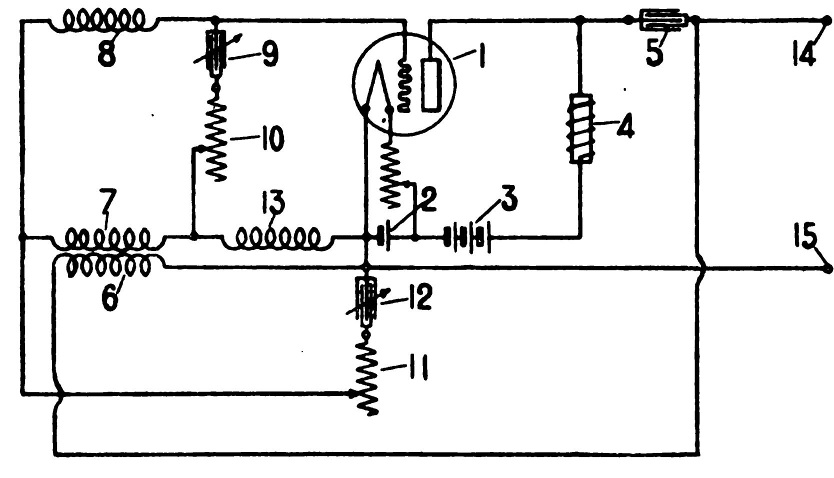


Fig. 1.

Ströme in den verschiedenen Schwingungskreisen so zu wählen, daß für alle Freqenzeinstellungen die Amplitudensumme das Gitterpotential aus dem geraden Teil der Charakteristik nicht entfernt.

Frequenztransformation von Wechselspannungen mittels Elektronenröhren.

D.R.P. 403 656. Verfahren und Vorrichtung zur Frequenztransformation von Wechselspannungen mittels Elektronenröhren. Dr. Otto Feußner in Hanau. Patentiert im Deutschen Reiche vom 11. Februar 1921 ab. Ausgegeben am 11. Oktober 1924.

Die Erfindung besteht insbesondere darin, daß die Wechselspannung dem Gitter einer Elektronenröhre zugeführt wird, deren Anodenstromkennlinie mit positiver werdendem Gitter nach Erreichung eines Maximums wieder abfällt, wobei durch eine entsprechende Wahl der Gittervorspannung der Gitterspannungsruhepunkt mit dem Maximum der Anodenstromkennlinie zusammenfällt. Fig. 2 zeigt

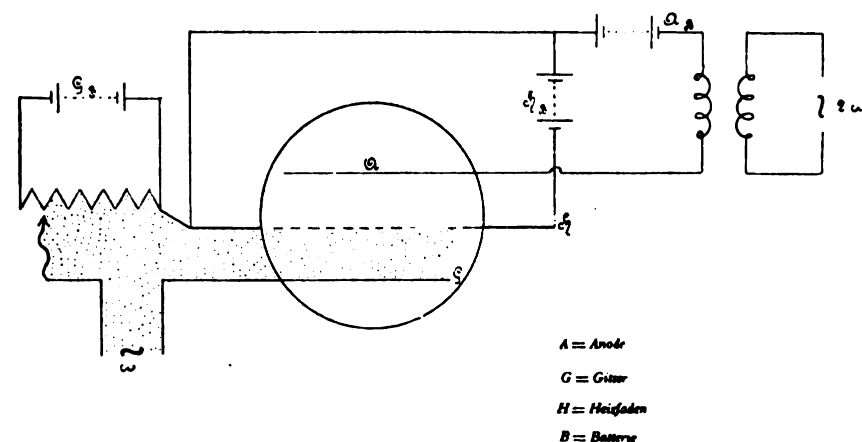


Fig. 2.

das Schaltungsschema zum Gebrauch eines Elektronenrohres als Frequenztransformator. Die Verwendung eines gewöhnlichen Rohres ist nicht ratsam, weil Anstieg und Abfall des Anodenstromes nicht symmetrisch zum Maximumspunkt er-

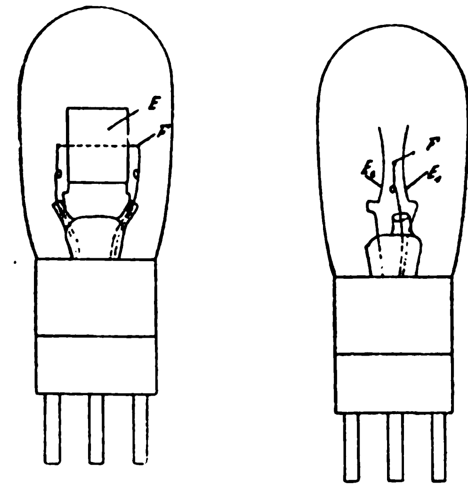


Fig. 3.

folgt. Durch plattenförmige, noch besser durch hohlplattenförmige Anordnung der Elektroden kann man wesentlich mehr erreichen. Fig. 3 stellt ein solches Rohr gemäß der Erfindung im Schnitt dar. Hierbei dient ein Platte, z. B. E_1 als Gitter, die andere E_2 als Anode. F ist der Heizfaden (Kathode). Den Verlauf des Anodenstromes bei derartigen Röhren in Abhängigkeit von der Gitterspannung gibt Fig. 4. Das Maximum ist hier besonders bei niedrigen Anodenspan-

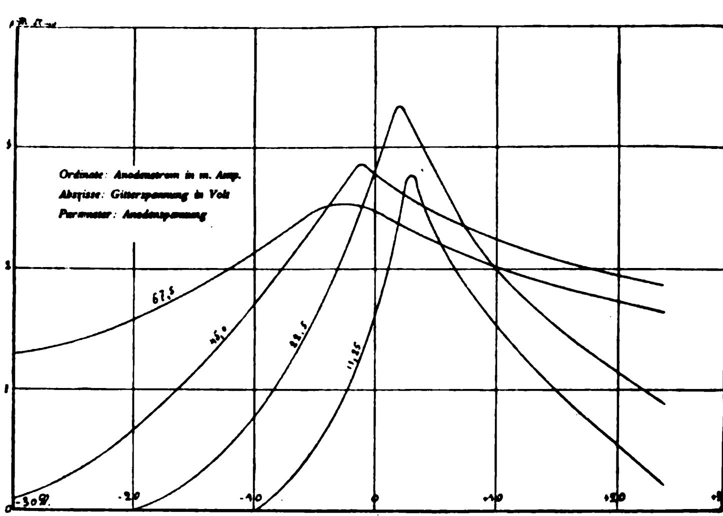


Fig. 4.

nungen sehr viel stärker ausgeprägt als bei gewöhnlichen Röhren. Durch Hintereinanderschaltung mehrerer Elektronenröhren kann man den Primärstrom gleichzeitig verstärken und die Frequenz mehrfach erhöhen.

Schwingungserzeugung mittels Vakuumröhren.

D.R.P. 406 534. Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mit einer Raumladungsgitterröhre. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 26. November 1924.

Das Hauptmerkmal der Erfindung besteht insbesondere darin, daß zur Erregung die negative Charakteristik, welche durch den Einfluß der positiven Elektrode auf das mittlere Potential in der Fläche eines wahren Gitters und dadurch

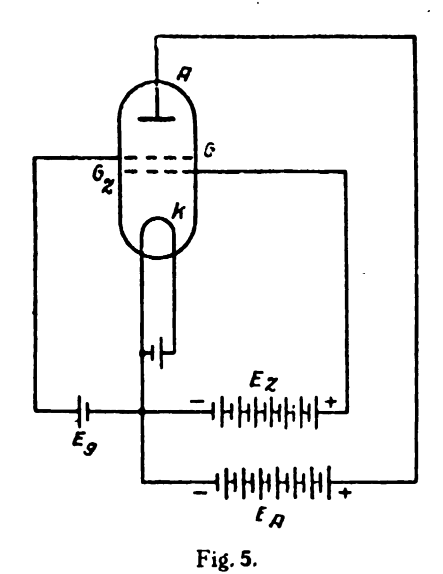


Fig. 5.

auf den Anodenstrom entsteht, benutzt wird. In dem Kreis nach Fig. 5, der durch die Kathode K, die Batterie E_z und das Gitter G_z gebildet wird, besitzt speziell die Strecke $K—G_z$ in der Röhre die negative Charakteristik. Fig. 6



zeigt eine Charakteristikenschar. Für alle Kurven bedeuten die Abszissen die variabel gedachte Gitterspannung *Eg*. Die ebenfalls variable Spannung E_z des Raumladungsgitters ist als Parameter verwendet, so daß jede Kurve mit je einer bestimmten Raumladungsgitterspannung E^z aufgenommen ist. Die Anodenspannung E_A ist für alle Punkte aller Kurven

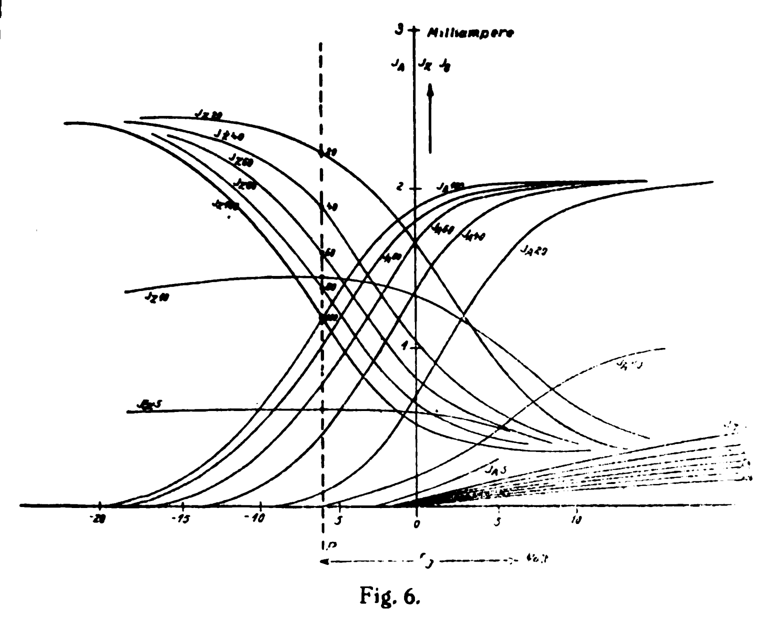


Fig. 6.

unverändert dieselbe. Die Kurven bedeuten die Ströme nach der Anode I_A, dem Raumladungsgitter I_z und dem Gitter I_g. Jede Kurve zeigt ferner an der Strombezeichnung einen Index (20, 30, 40 usw.), welcher den Parameter, d. h. die zugehörige Raumladungsgitterspannung E_z in Volt angibt. Die negative Charakteristik läßt sich erst erkennen,

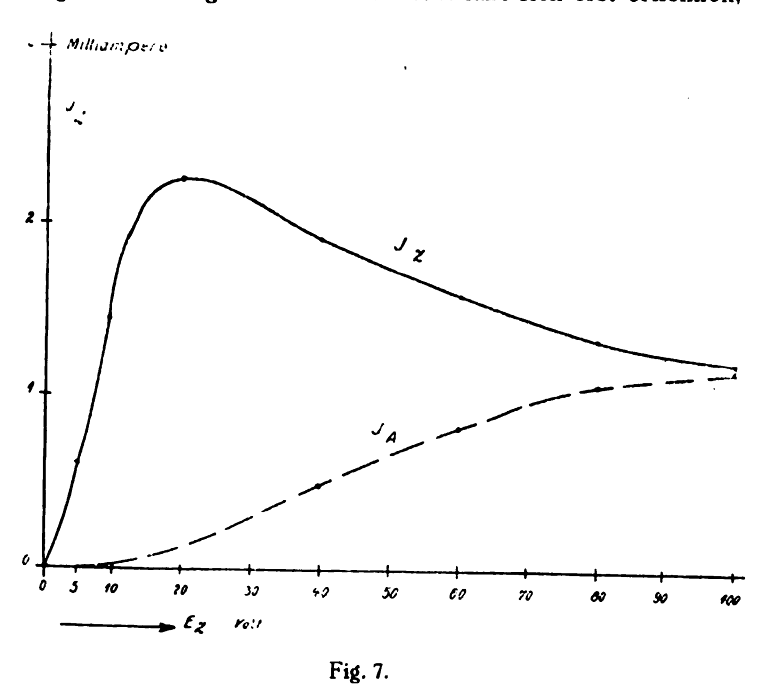


Fig. 7.

wenn bei einer bestimmten konstanten Gitterspannung *Eg* und einer bestimmten konstanten Anodenspannung (die ja in Fig. 6 überall konstant ist) die Zusammengehörigkeit von I_z und E_z festgestellt wird. Dies ist z. B. für den Punkt $Eg = -6$ Volt (siehe punktierte Linie *P*) geschehen und in Fig. 7 besonders gezeichnet. Man sieht hier zwischen $E_z = 20$ Volt und $E_z = 100$ Volt die fallende Charakteristik (bzw. negative Charakteristik). Die Ursache dieser negativen Charakteristik ist folgende: Bei der Raumladungsgitterröhre besteht zwischen E_A, E_z, I_A, I_z ein komplizierter Zusammenhang, da ja stets der Strom sich zwischen Anode und Raumladungsgitter verteilt, so daß sowohl Einflüsse auf den einen als auch auf den anderen bestehen, die aber, da die Summe beider Ströme etwa konstant ist, hierdurch wieder einander beeinflussen. So ist eine Erhöhung der Raumladungsgitterspannung zunächst unmittelbar eine Ursache zu einer Raumladungsgitterstromerhöhung und dadurch einer Anodenstromerniedrigung. In zweiter Reihe ist eine Erhöhung der Raumladungsgitterspannung aber die Ursache zur Erhöhung des mittleren Potentials in der Gitterfläche und dadurch gleichzeitig eine Ursache zur Erhöhung des Anodenstromes, somit zur Verminderung des Raumladungsgitters. Der zweite Einfluß pflegt nun, insbesondere, wenn man mit Spannungen oberhalb der Sättigung arbeitet, zu überwiegen. Dies läßt sich so ausdrücken, daß die Raumladungsgitterspannung ebenfalls einen Durchgriff durch das Gitter ausübt, welcher die eigentliche Ursache der negativen Charakteristik ist.

D.R.P. 407 187. Anordnung zur Schwingungserzeugung mit elektrischen Entladungsgefäßen. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Hans Reichenbach in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 3. Juni 1920 ab. Ausgegeben am 18. Dezember 1924.

Das Neuartige dieser Schaltungsanordnung besteht in der Verwendung des negativen Widerstandes *n* (Fig. 8) im Gitterkreis. Zwar ist die Verwendung eines negativen Widerstandes zur Schwingungserzeugung bekannt, ebenso wie

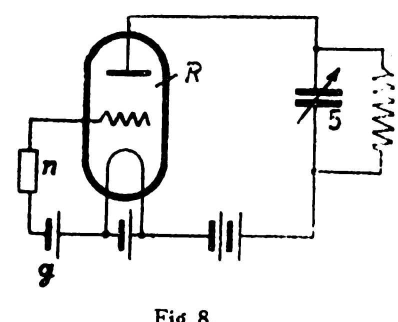


Fig. 8.

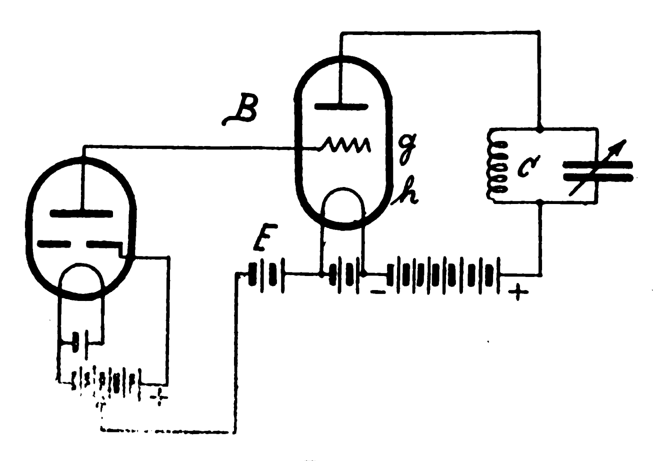


Fig. 9.

die Verwendung der Röhre zu diesem Zweck. Neu ist jedoch die hier gegebene Kombination beider, für welche es wesentlich ist, daß der negative Widerstand im Gitterkreis liegt und keine besondere Kopplungsvorrichtung vom

Anodenkreis auf den Gitterkreis vorhanden ist. Die Wirkungsweise der Schaltung beruht auf der sogenannten Gitterstromcharakteristik, die aus einer Kurvenschar besteht, die mit wachsender Anodenspannung fällt. Denkt man sich, von einem beliebigen Anfangszustand ausgehend, die Gitterspannung e^2 ein wenig erhöht, so steigt entsprechend der Anodenstromcharakteristik der Anodenstrom. Liegt im Anodenkreis ein Arbeitswiderstand, z. B. ein Schwingungskreis, so sinkt infolgedessen bei steigendem Anodenstrom und gegebener Energiequelle im Anodenkreis die Anodenspannung. Wegen der fallenden Gitterstromcharakteristik hat dies die Wirkung, daß der Gitterstrom steigt. Infolgedessen sinkt die Spannung e^1 an dem negativen Widerstand n, und da die Summe aus dieser Spannung und der Spannung e^2 zwischen Gitter und Kathode ständig gleich sein muß, so steigt e^2. Als negativer Widerstand im Gitterkreis kann beispielsweise das Dynatron verwandt werden (vgl. etwa Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, 1919, S. 57). Die dafür geeignete Schaltung zeigt Fig. 9. Der wesentliche Vorteil der Anordnung gegenüber der direkten Benutzung eines negativen Widerstandes besteht darin, daß in der vorliegenden Schaltung nur ein geringer Strom durch den negativen Widerstand geht, während der Arbeitsstrom im Anodenkreis sehr groß sein kann. Dies ermöglicht die Benutzung von negativen Widerständen, die nur schwache Belastung aushalten, zur Schwingungserzeugung.

Sende- und Empfangsschaltungen.

D.R.P. 403 659. Schaltungsanordnung für Empfangs- und Sendesysteme der Wellentelegraphie und -telephonie ohne Draht oder Längsleitungen. Hermann Müller in Gera, Reuß. Patentiert im Deutschen Reiche vom 4. Juli 1922 ab. Ausgegeben am 3. Oktober 1924.

Der Gegenstand der Erfindung erspart die vielen Detektorkreise mit ihren zugehörigen Kathodenröhrenanordnungen und ermöglicht mit nur einer Antenne und mit nur einem einzigen Detektorkreis die gleichzeitige Aufnahme auf beliebig vielen bestimmten einzelnen Wellenlängen. Fig. 10 zeigt ein Ausführungsbeispiel der Empfangs-

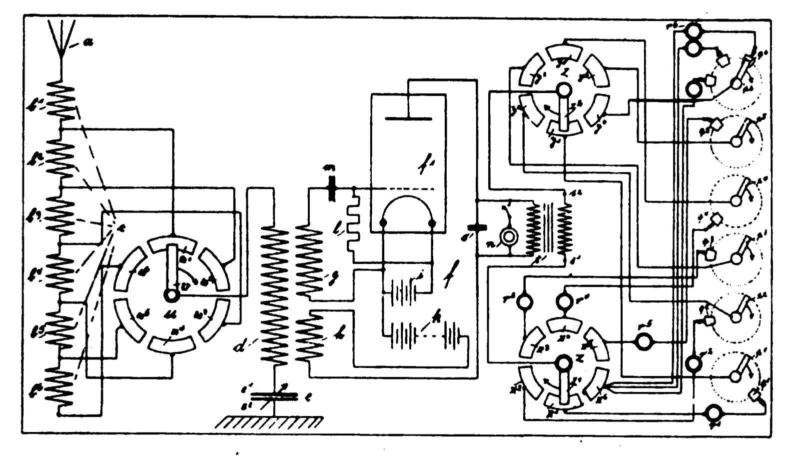


Fig. 10.

anordung. Hier sind an sich bekannte rotierende oder schwingende Abstimmittel o. dgl. angeordnet. Durch diese Abstimmittel durchläuft das Empfangssystem in einer Sekunde das Bereich sämtlicher oder bestimmter Wellenlängen so oft, daß auch während der Dauer des kürzesten Morsezeichens mehrere Male in einer Sekunde das betreffende Wellenbereich durchlaufen und und bei jedem Umlauf das betreffende Empfangstelephon in dem Augenblick daran geschlossen wird, wenn die Abstimmung des Antennen- bzw. Empfangskreises auf die gewünschte Empfangswelle vorhanden ist. Fig. 11 zeigt ein Ausführungsbeispiel der Sendeanordnung. Der einzig vorhandene Schwingungserregerkreis 23 wird auf bekannte Weise durch rotierende oder schwingende Abstimmittel in einer Sekunde beliebig oft auf sämtliche oder einzelne bestimmte Wellenlängen des Wellenlängenbereichs von $\lambda = 80$ m — $\lambda = 13\,000$ m abgestimmt. Die Zeigeranordnungen 29, 30, 31, 32, 33 und 34 haben den

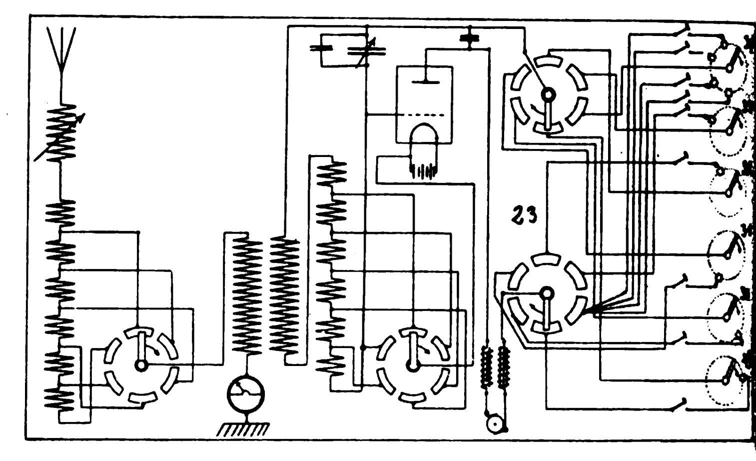


Fig. 11.

Zweck, die jeweilige Taste in dem Augenblick in den Schwingungserregerkreis einzuschalten, sobald das Sendesystem sich in Resonanz mit der auszustrahlenden Wellenlänge befindet. Da die einzelnen Zeiger in einer Sekunde mehrere Male über die einzelnen Kontaktklötzchen gleiten, so ist es ersichtlich, daß man durch Drücken einer jeden Taste gleichzeitig auf den bestimmten einzelnen Wellenlängen Energie ausstrahlen und somit Nachrichten senden kann.

D.R.P. 407 427. Sende-Empfangsschaltung für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Arturo Perego in Mailand, Italien. Patentiert im Deutschen Reiche vom 17. September 1921 ab. Ausgegeben am 29. Dezember 1924.

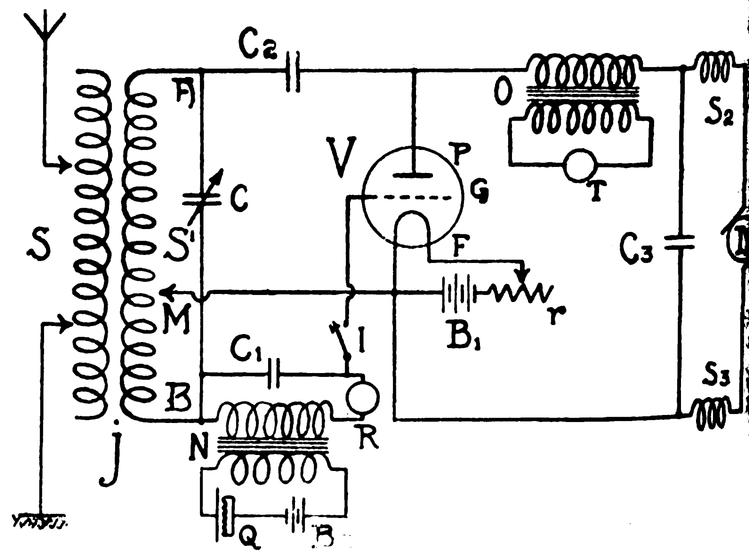


Fig. 12.

Die Erfindung betrifft eine Sende-Empfangsschaltung derjenigen Art, bei welcher dieselbe Röhre zum Senden und Empfangen benutzt wird. Der Erfindungsgedanke be-



steht nun darin, daß zwischen Anode und Gitter der Schwingungskreis und ein Kondensator C_1 (Fig. 12) hintereinandergeschaltet sind und daß parallel zu diesem Kondensator ein Telephon R und die mit dem Tast- bzw. Mikrophonkreis gekoppelte Spule in Hintereinanderschaltung liegen und daß in den Anodenspeisekreis die Primärspule eines Transformators O eingeschaltet ist, mit dessen Sekundärspule ein zweites Telephon T verbunden ist, so daß je nach Bedarf das eine oder das andere Telephon benutzt werden kann. Diese Verwendung von zwei Telephonempfängern hat gegenüber der Benutzung eines einzigen den Vorteil, daß entsprechend den durch die Regelung erhaltenen Charakteristiken und entsprechend den Charakteristiken der Dreielektrodenröhren der Empfang manchmal besser bei der einen Schaltung und manchmal besser bei der anderen Schaltung erfolgt, so daß also unter allen Umständen ein guter Empfang durch die Schaltung sichergestellt wird. Um Morsezeichen zu senden, wird die Taste I benutzt, wobei die Spule N, der Kondensator C_2, die Batterie B_3 und das Mikrophon Q in Wegfall kommen können.

Störbefreiung.

D.R.P. 407 775. Empfangseinrichtung für elektrische Schwingungen zur Beseitigung bzw. Verminderung atmosphärischer Störungen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 4. August 1922 ab. Ausgegeben am 2. Januar 1925.

Gemäß der Erfindung werden zwei Empfangssysteme benutzt, von denen das eine auf die ankommenden Signale von der Welle λ abgestimmt ist, während das andere Empfangssystem auf eine längere Welle, z. B. 2 λ, abgestimmt ist. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 13. Die Antenne I ist auf die Signalwelle λ abgestimmt. Man erhält dementsprechend, falls man mehrere Selektionskreise verwendet, im Kreise b sowohl die in der Welle λ ankommenden Signale als auch die atmosphärischen Störungen, die ebenfalls in der Wellenlänge λ abklingen. Ist die Antenne I etwas gedämpft und sind auch die Systeme a und b wenig gedämpft, so ist der Bereich der Störungen in b ganz schmal. Mit der Antenne II, die auf die doppelte Wellenlänge 2 λ abgestimmt ist, wird ein System zur Frequenzsteigerung verbunden, indem die Empfangsschwingungen über einen oder, wie in der Fig. 13 dargestellt ist, über zwei Gleichrichter (Detektor, Röhre usw.) geführt werden. Man erhält dann z. B., wenn die Antenne II auf 2 λ abgestimmt ist, durch die zweifache Frequenzsteigerung in dem Kreise a' die Welle λ und dieselbe Welle in b'. Die Antenne II wird nur durch die Störungen erregt, und durch die Umformung werden diese Störungen auf dieselbe Welle gebracht, wie der Netzempfang von der Welle λ in b. Es können dementsprechend jetzt, wenn beide Systeme b und b' mit einem Indikatorkreise c verbunden werden, leicht die Störungen von b', die jetzt dieselbe Frequenz haben wie die von b, ganz ohne jede Beeinträchtigung des Netzempfanges in der Antenne I kompensiert werden. Es kommt selbstverständlich hier darauf an, daß sowohl die Phase als auch die Amplitude und die Länge der Wellenzüge der von der Antenne I und von der Antenne II kommenden Störungen gleich sind. Die Amplitude kann am leichtesten verändert werden durch Änderung der Kopplung M, die Phase durch die Veränderung des Kondensators c, b' und die Länge der Wellenzüge durch Einschaltung eines Dämpfungswiderstandes W in der Antenne II oder I. Das gleiche Prinzip kann man auch beim Empfang mit einer Antenne verwenden, wenn die Antenne über zwei verschieden abgestimmte Wege geerdet ist.

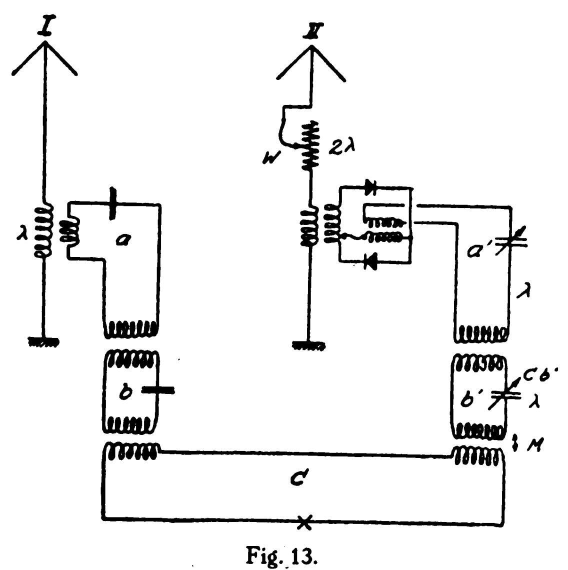


Fig. 13.

Verschiedenes.

Erdtelegraphie für Bergwerksrettungswesen.

D.R.P. 406 536. Einrichtung zur Erdtelegraphie für Bergwerksrettungswesen. Piepmeyer & Co. in Cassel-Wilhelmshöhe. Erfinder: Dr. Ludwig Machts in Marburg a. d. Lahn. Patentiert im Deutschen Reiche vom 20. Mai 1923 ab. Ausgegeben am 8. Januar 1925.

Die Erfindung besteht darin, daß der in den gefährdeten Strecken befindliche Sender eine Vorrichtung zur Abgabe periodischer Stromstöße besitzt, durch welche in der obertags befindlichen Gegenstation ein auf die Frequenz der Sendestromstöße abgestimmtes schwingendes System betätigt wird, das ein Alarmzeichen in Tätigkeit setzt. Fig. 14 stellt die oberirdische Anlage schematisch mit den geerdeten Antennen B und Sender und Empfänger S und E dar. Fig. 15 veranschaulicht die unterirdische Anlage, deren

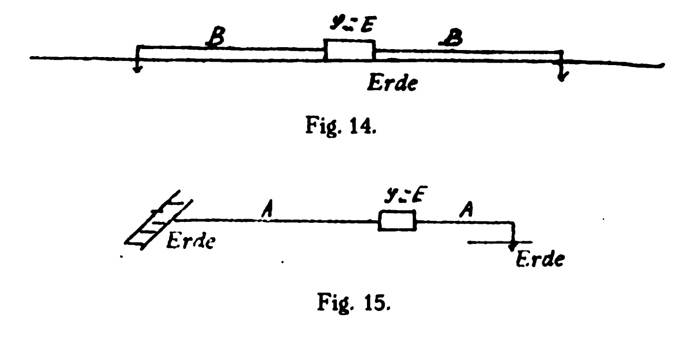


Fig. 14.

Fig. 15.

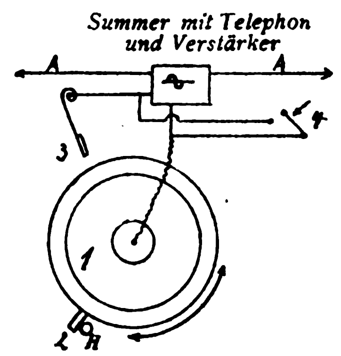


Fig. 16.

Antennen A an den Schienen der Förderbahn einerseits und an einer davon beliebig entfernten Stelle der Rückzugskammer anderseits geerdet sind. Der Anruf von untertags geschieht nun folgendermaßen: Da die Starkstrom-

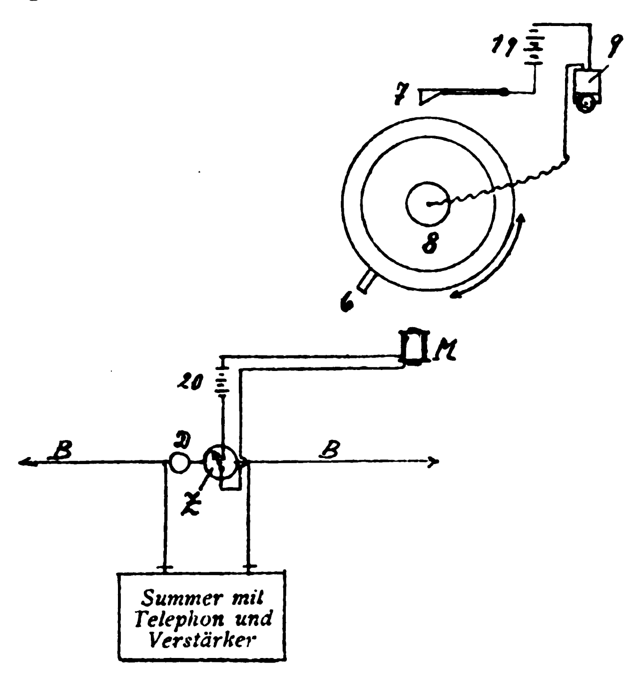


Fig. 17.

geräusche der Grubenleitungen stark stören, wird automatisch durch Wegziehen des Haltestiftes H (Fig. 16) die Unruhe I in langsam schwingende Bewegung versetzt. Bei jeder Schwingung schließt der Kontakt 2, 3 den Primärstrom des Summersenders, der durch die Antennen A auf diese Art periodische Zeichen in den Erdboden sendet. Der Empfänger obertags (Fig. 17) fängt mit seinen Antennen B diese periodischen Zeichen auf, wodurch ein schnellschwingendes, gut gedämpftes Zeigergalvanometer Z, vor das ein Detektor D als Gleichrichter gelegt ist, periodisch durch seinen Zeiger den Strom der Batterie 20 schließt, welch letzterer den Elektromagneten M erregt. Der Magnet M zieht periodisch das Eisenblättchen 6 der Unruhe 8 an, die auf Unruhe I abgestimmt ist. Beide befinden sich im Resonanz. Wenn die Unruhe 8 genügend viele rythmische Impulse erhalten hat, bleibt 6 hinter Sperrhaken 7 hängen und bringt durch Stromschluß der Batterie 19 die Alarmglocke 9 zum Läuten. Zwischen beiden Stationen können dann mit Summersender, Empfänger und Telephon beliebige Zeichen gewechselt werden.

Ortsbestimmung eines Fahrzeuges.

D.R.P. 406681. Anordnung zur Bestimmung des Ortes eines Fahrzeuges. Walter William Conners in Elizabeth, V. St. A. Patentiert im Deutschen Reiche vom 6. Juni 1920 ab. Ausgegeben am 3. Dezember 1924. Priorität: V. St. Amerika. 12. Juni 1919.

Gemäß der Erfindung sind über einer auf dem Fahrzeug befindlichen, das Bewegungsfeld desselben darstellenden Landkarte zwei Zeiger vorgesehen, deren Bewegung durch Hilfseinrichtungen erfolgt, die unter dem Einfluß der elektrischen Wellen stehen, so daß sich die Zeiger selbsttätig einstellen und die Lage ihres Schnittpunktes auf der Karte den Ort anzeigt, an dem sich das Fahrzeug befindet. Als Hilfseinrichtungen für die Bewegung der Zeiger dienen nach Art von Wattstundenzählern wirkende Vorrichtungen in Verbindung mit auf die Zeiger einwirkenden Elektromagneten.

Neuerungen im deutschen Rundfunk.

Am 20. Februar fanden im Reichspostministerium Verhandlungen über die Erteilung der Audionversuchserlaubnis statt, an denen Vertreter des Deutschen Funkkartells, des Funktechnischen Vereins sowie der Fachverbände der Funkindustrie und des Funkhandels teilnahmen.

Es wurde Übereinstimmung darüber erzielt, daß auch in Zukunft die Benutzung ungestempelter Röhrenempfänger von der Ablegung einer Prüfung vor einem anerkannten Funkverein abhängig ist.

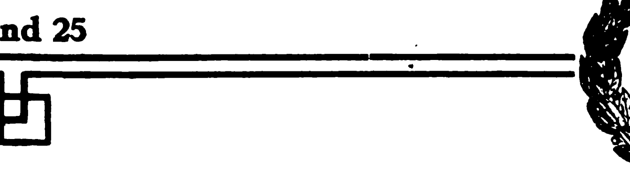
Nachdem der nunmehr vollzogene Aufbau der anerkannten Funkvereine und deren aufklärende Einwirkung auf die Öffentlichkeit den Boden für die weitere reibungslose Entwicklung des Rundfunks genügend vorbereitet haben, erscheint die Aufrechterhaltung der bisherigen Vorsichtsmaßregeln jedoch nicht mehr im vollen Umfange erforderlich.

Die Prüfung soll daher in Zukunft wesentlich erleichtert werden und sich in der Hauptsache auf den Nachweis erstrecken, daß der Prüfling in der Lage ist, einen Röhrenempfänger ohne Störung seiner Nachbarn zu bedienen.

Die Benutzung von selbst hergestellten oder fertig gekauften ungestempelten Niederfrequenzverstärkern wird aus denselben Erwägungen von der Deutschen Reichspost allen Rundfunkteilnehmern freigegeben.

Staatssekretär Dr. Bredow gab bei dieser Gelegenheit bekannt, daß die Deutsche Reichspost beabsichtige, einen starken Röhrensender zu errichten, der dazu bestimmt sein soll, auf einer Welle über 1000 m Nachrichten über das ganze Reich drahtlos zu verbreiten. Dieser Sender soll gemeinsam von den Rundfunkgesellschaften betrieben werden. Das Programm beschränkt sich zunächst auf die Übermittlung von Vorträgen und allgemeinen Nachrichten für Stadt- und Landgemeinden sowie besonderen, die Landwirtschaft interessierenden Mitteilungen. Die Teilnahme an diesem neuen Dienst soll gegen Zahlung der üblichen Rundfunkgebühr von 2 Mk. monatlich gestattet werden, die Teilnehmer am Unterhaltungsrundfunk dürfen ohne Zahlung einer besonderen Gebühr auch den Gemeinderundfunk mit aufnehmen. Während für die Zwecke des Gemeinderundfunks Empfänger zu wählen sind, die vornehmlich innerhalb des Wellenbereichs von 1000 bis 2000 m eine gute Lautstärke gewährleisten, erfolgt die Aufnahme des Unterhaltungsrundfunks nach wie vor mit dem im Handel befindlichen Rundfunkgerät mit einem Wellenbereich bis zu 700 m.





Band 25 Heft 4



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 25 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Theorie der kurzen Siebketten II.

Von **H. Backhaus.**

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt.)

In der früheren Arbeit[1]) habe ich im Anschluß an Untersuchungen von H. Riegger[2]) eine Theorie der kurzen Siebketten bis zu dreigliedrigen Gebilden einschließlich angegeben. Es zeigt sich nun neuerdings, daß man für viele Zwecke mit dreigliedrigen Systemen nicht auskommt, weil man eine Steilheit der Resonanzkurve braucht, die man unter Berücksichtigung der im Hinblick auf die Einschwingvorgänge erforderlichen Dämpfung mit dreigliedrigen Systemen nicht erreichen kann.

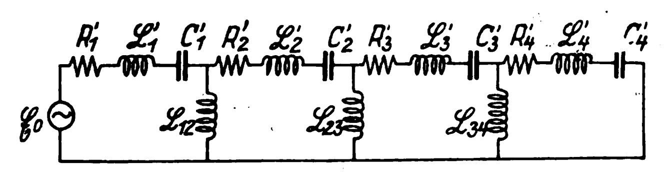


Fig. 1.

Viergliedrige Siebe lassen sich allgemein nicht als „lange" Gebilde auffassen, d. h. eine Behandlung mit den Methoden der Leitungstheorie muß auch hier noch zu Unstimmigkeiten und Ungenauigkeiten führen. Andererseits läßt sich ein allgemeiner Überblick über die Resonanzkurvenformen mit den bisher von mir benutzten Methoden unter gewissen vereinfachten Annahmen, denen in der Praxis leicht nahezu entsprochen werden kann, gewinnen. Es seien deshalb in folgendem Untersuchungen über viergliedrige Siebe mitgeteilt.

§ 1. Allgemeine Formeln.

Es werde ein Gebilde nach Fig. 1 betrachtet:

Wir machen hierzu folgende einschränkende Voraussetzungen:

1. Die Kreise 1, 2, 3 4 seien aufeinander abgestimmt, d. h. die Eigenfrequenz jedes Kreises ohne Berücksichtigung der Kopplung mit den Nachbarkreisen sei dieselbe.
2. Die Ohmsche Kopplung werde vernachlässigt; die Kopplungsglieder sollen also nur reine Induktivitäten enthalten. Jedes dieser induktiven Kopplungsglieder kann auch durch eine rein kapazitive Kopplung ersetzt werden. Dieser Fall soll hier nicht besonders behandelt werden, es sei hierzu auf das in der ersten Arbeit Gesagte verwiesen[3]).

Wir haben dann folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_1 - \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_{12} \qquad\qquad\qquad\qquad &= \mathfrak{E}_0 \\ -\mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_{12} + \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{J}_3 \mathfrak{Z}_{23} \qquad\qquad &= 0 \\ -\mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_{23} + \mathfrak{J}_3 \mathfrak{Z}_3 - \mathfrak{J}_4 \mathfrak{Z}_{23} &= 0 \\ -\mathfrak{J}_3 \mathfrak{Z}_{34} + \mathfrak{J}_4 \mathfrak{Z}_4 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

wo:

$$\mathfrak{Z}_1 = R_1' + i\left(\omega L_1' + \omega L_{12} - \frac{1}{\omega C_1'}\right) = R_1 + i\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) = R_1 + i S_1$$

$$\mathfrak{Z}_1 = R_2' + i\left(\omega L_2' + \omega L_{12} + \omega L_{23} - \frac{1}{\omega C_2'}\right) = R_2 + i\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) = R_2 + i S_2$$

$$\mathfrak{Z}_3 = R_3' + i\left(\omega L_3' + \omega L_{23} + \omega L_{34} - \frac{1}{\omega C_3'}\right) = R_3 + i\left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_3}\right) = R_3 + i S_3$$

$$\mathfrak{Z}_4 = R_4' + i\left(\omega L_4' + \omega L_{34} - \frac{1}{\omega C_4'}\right) = R_4 + i\left(\omega L_4 - \frac{1}{\omega C_4}\right) = R_4 + i S_4$$

$$\mathfrak{Z}_{12} = i\,\omega L_{12} = i S_{12}, \quad \mathfrak{Z}_{23} = i\,\omega L_{23} = i S_{23}, \quad \mathfrak{Z}_{34} = i\,\omega L_{34} = i S_{34}.$$

[1]) H. Backhaus, Theorie der kurzen Siebketten; Jahrb. f. drahtl. Telegr. 24, 1—3. Die Arbeit soll in folgendem stets kurz mit „I" zitiert werden.

[2]) H. Riegger, Über Kettenleiter; Wissensch. Veröff. a. d. Siemenskonzern I, 3 und III, 1.

[3]) S. I, § 4, (11 c).

Uns interessiert hier nur die Amplitude von J_4. Wir finden also aus den Gleichungen (1):

$$\mathfrak{J}_4 = \frac{\begin{vmatrix} \mathfrak{Z}_1 & -\mathfrak{Z}_{12} & 0 & \mathfrak{E}_0 \\ -\mathfrak{Z}_{12} & \mathfrak{Z}_2 & -\mathfrak{Z}_{23} & 0 \\ 0 & -\mathfrak{Z}_{23} & \mathfrak{Z}_3 & 0 \\ 0 & 0 & \mathfrak{Z}_{34} & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \mathfrak{Z}_1 & -\mathfrak{Z}_{12} & 0 & 0 \\ -\mathfrak{Z}_{12} & \mathfrak{Z}_2 & -\mathfrak{Z}_3 & 0 \\ 0 & -\mathfrak{Z}_{23} & \mathfrak{Z}_3 & -\mathfrak{Z}_{34} \\ 0 & 0 & -\mathfrak{Z}_{34} & \mathfrak{Z}_4 \end{vmatrix}} =$$

$$= -\frac{\mathfrak{E}_0 \mathfrak{Z}_{12} \mathfrak{Z}_{23} \mathfrak{Z}_{34}}{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 \mathfrak{Z}_3 \mathfrak{Z}_4 - \mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 \mathfrak{Z}_{34}^2 - \mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_4 \mathfrak{Z}_{23}^2 - \mathfrak{Z}_3 \mathfrak{Z}_4 \mathfrak{Z}_{12}^2 + \mathfrak{Z}_{12}^2 \mathfrak{Z}_{34}^2}$$

oder in reeller Form:

$$J_4 = E_0 \frac{S_{12} S_{23} S_{34}}{\sqrt{A_4^2 + B_4^2}}$$

wo: $A_4 = R_1 R_2 R_3 R_4 - R_1 R_2 S_3 S_4 - R_1 R_3 S_2 S_4 - R_1 R_4 S_2 S_3 - R_2 R_3 S_1 S_4 - R_2 R_4 S_1 S_3 - R_3 R_4 S_1 S_2 + S_1 S_2 S_3 S_4 + R_1 R_2 S_{34}^2 - S_1 S_2 S_{34}^2 + R_1 R_4 S_{23}^2 - S_1 S_4 S_{23} + R_3 R_4 S_{12} - S_3 S_4 S_{12}^2 + S_{12}^2 S_{34}^2$

$B_4 = R_1 R_2 R_3 S_4 + R_1 R_2 R_4 S_3 + R_1 R_3 R_4 S_2 + R_2 R_3 R_4 S_1 - R_1 S_2 S_3 S_4 - R_2 S_1 S_3 S_4 - R_3 S_1 S_2 S_4 - R_4 S_1 S_2 S_3 + R_1 S_2 S_{34}^2 + R_1 S_4 S_{23}^2 + R_2 S_1 S_{34}^2 + R_3 S_4 S_{12}^2 + R_4 S_1 S_{23}^2 + R_4 S_3 S_{12}^2$ (2)

Dividieren wir Zähler und Nenner durch $R_1 R_2 R_3 R_4$ und setzen:

$$\frac{S_n}{R_n} = U_n, \quad \frac{S_{mn}}{R_m} = U_{mn}, \quad \frac{S_{mn}}{R_n} = U_{nm},$$

so wird:

$$J_4 = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_4}} \frac{\sqrt{U_{12} U_{21} U_{23} U_{32} U_{34} U_{43}}}{\sqrt{A_4'^2 + B_4'^2}},$$

wo:

$$A_4' = 1 - U_1 U_2 - U_1 U_3 - U_1 U_4 - U_2 U_3 - U_2 U_4 - U_3 U_4 + U_1 U_2 U_3 U_4 + U_{12} U_{21} - U_3 U_4 U_{12} U_{21} + U_{23} U_{32} - U_1 U_4 U_{23} U_{32} + U_3 U_4 - U_1 U_2 U_{34} U_{43} + U_{12} U_{21} U_{34} U_{43}$$

$$B_4' = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 - U_1 U_2 U_3 - U_1 U_2 U_4 - U_1 U_3 U_4 - U_2 U_3 U_4 + U_1 U_{23} U_{32} + U_1 U_{34} U_{43} + U_2 U_{34} U_{43} + U_3 U_{12} U_{21} + U_4 U_{12} U_{21} + U_4 U_{23} U_{32}$$

Hierin ist:

$$U_1 = \frac{1}{D_1}\left(\eta - \frac{1}{\eta}\right) \text{ usw.}$$

$$U_{12} = \eta \frac{\varkappa_{12}}{D_1} = \eta \mu_{12}, \quad U_{21} = \eta \frac{\varkappa_{21}}{D_2} = \eta \mu_{21} \text{ usw.}$$

$$\mu_{12} \mu_{21} = m_{12}^2 = \frac{K_{12}^2}{D_1 D_2} \text{ usw.}$$

Bezüglich der Definition der Größen U, der Kopplungskoeffizienten $\varkappa$, der Kopplungsfaktoren K und der Dämpfungen D sei auf die erste Arbeit § 1 und § 4 verwiesen.

Da die vier Kreise nach Voraussetzung aufeinander abgestimmt sind, unterscheiden sich die U nur in dem Faktor $\frac{1}{D}$ voneinander. Wir können also setzen:

$$U_1 = U, \; U_2 = \frac{U}{p_2}, \; U_3 = \frac{U}{p_3}, \; U_4 = \frac{U}{p_4},$$

$$\text{wo:} \quad p_2 = \frac{D_2}{D_1}, \; p_3 = \frac{D_3}{D_1}, \; p_4 = \frac{D_4}{D_1} \text{ ist.}$$

Wir haben also hiernach:

$$J_4 = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_4}} \frac{\eta m_{12} \eta m_{23} \eta m_{34}}{\sqrt{A_4'^2 + B_4'^2}},$$

wo

$$A_4' = 1 - \frac{U^2}{p_2} - \frac{U^2}{p_3} - \frac{U^2}{p_4} - \frac{U^2}{p_2 p_3} - \frac{U^2}{p_2 p_4} - \frac{U^2}{p_3 p_4} + \frac{U^2}{p_2 p_3 p_4} + \eta^2 m_{12}^2 - \frac{U^2}{p_3 p_4} \eta^2 m_{12}^2 + \eta^2 m_{23}^2 - \frac{U^2}{p_4} \eta^2 m_{23}^2 + \eta^2 m_{34}^2 - \frac{U^2}{p_2} \eta^2 m_{34}^2 + \eta^4 m_{12}^2 m_{34}^2$$

$$B_4' = U + \frac{U}{p_2} + \frac{U}{p_3} + \frac{U}{p_4} - \frac{U^3}{p_2 p_3} - \frac{U^3}{p_2 p_4} - \frac{U^3}{p_3 p_4} - \frac{U}{p_2 p_3 p_4} + U \eta^2 m_{34}^2 + U \eta^2 m_{23}^2 + \frac{U}{p_2} \eta^2 m_{34}^2 + \frac{U}{p_3} \eta^2 m_{12}^2 + \frac{U}{p_4} \eta^2 m_{12}^2 + \frac{U}{p_4} \eta^2 m_{23}^2$$ (3)

Führen wir hierin ein:

$$m_1^2 = \frac{K_{12}^2}{D_1^2} = m_{12}^2 p_2 \text{ und demnach:}$$

$$m_{23}^2 = \frac{K_{23}^2}{D_2 D_3} = \frac{n_2^2 K_{12}^2}{D_1^2} \frac{D_1^2}{D_2 D_3} = \frac{m_1^2 n_2^2}{p_2 p_3}, \quad \text{wo} \quad n_2^2 = \frac{K_{23}^2}{K_{12}^2}$$

$$m_{34}^2 = \frac{K_{34}^2}{D_3 D_4} = \frac{n_3^2 K_{12}^2}{D_1^2} \frac{D_1^2}{D_3 D_4} = \frac{m_1^2 n_3^2}{p_3 p_4} \qquad n_3^2 = \frac{K_{34}^2}{K_{12}^2}.$$

Außerdem wollen wir $\eta = 1$ setzen, eine Vernachlässigung, die erst bei im Vergleich zu unseren Resonanzkurven sehr breiten Frequenzbereichen zu Ungenauigkeiten führen kann. Multiplizieren wir in (3) Zähler und Nenner mit $p_2 p_3 p_4$, so wird:

$$J_4 = \frac{E_0}{2\sqrt{R_1 R_4}} \frac{2 m_1^3 n_2 n_3 \sqrt{p_4}}{\sqrt{A_4''^2 + B_4''^2}} = \frac{E_0}{2\sqrt{R_1 R_4}} \frac{M_4''}{N_4''} \quad \text{wo:}$$

$$A_4'' = \alpha - \beta U^2 + U^4, \qquad B_4'' = U(\gamma - \delta U^2) \quad \text{und:}$$

$$\alpha = p_2 p_3 p_4 + m_1^2 (p_3 p_4 + n_2^2 p_4 + n_3^2 p_2 + m_1^2 n_3^2)$$

$$\beta = p_2 + p_3 + p_4 + p_2 p_3 + p_3 p_4 + p_2 p_4 + m_1^2 (1 + n_2^2 + n_3^2)$$

$$\gamma = p_2 p_3 + p_3 p_4 + p_2 p_4 + p_2 p_3 p_4 + m_1^2 (p_3 + p_4 + n_2^2 + n_3^2 + p_2 n_3^2 + p_4 n_2^2)$$

$$\delta = 1 + p_2 + p_3 + p_4.$$ (4)

Wir haben den Faktor $\frac{E_0}{2\sqrt{R_1 R_4}}$ so gewählt, daß er die größte Stromamplitude darstellt, die überhaupt über den Widerstand R_1 in ein System mit dem Nutzwiderstand R_4 übertragen werden kann.[4] Der Ausdruck $\frac{M_4''}{N_4''}$ stellt dann das Verhältnis des wirklich übertragenen Stromes zum Maximalstrom dar. Optimale Energieübertragung haben wir also dann, wenn $M_4'' = N_4''$ ist.

Wir können N_4'' in der Form schreiben:

$$N_4''^2 = a + b U^2 + c U^4 + d U^6 + U^8,$$

wo:

$$a = \alpha^2$$
$$b = \gamma^2 - 2\alpha\beta$$
$$c = 2\alpha + \beta^2 - 2\gamma\delta$$
$$d = \delta^2 - 2\beta.$$ (5)

Die Gleichungen (4) und (5) gestatten die Berechnung der Resonanzkurve jedes beliebigen viergliedrigen abgestimmten Siebes mit rein induktiver und rein kapazitiver Kopplung.

Wir wenden uns nun speziellen Fällen zu.

(Fortsetzung folgt.)

[4]) s. I, § 4.

Der Empfang modulierter Wellen mit dem Schwing-Audion.

Von C. Kuhlmann.

Einführung.

Die im wesentlichen verwandten Schwing-Audionschaltungen sind in Fig. 1 und 2 dargestellt. Es würde den Rahmen der Arbeit überschreiten, wenn die elektrischen Vorgänge im einzelnen angeführt würden, und es muß daher auf die betreffenden Arbeiten Bezug genommen werden, insbesondere auf „Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen" von Professor Dr. H. G. Möller; „Über den Einfluß der Aufschaukelzeiten bei drahtlosem Schnellverkehr" von Professor Möller (Ztschr. f. techn. Phys. IV. 1922); „Zur Theorie der gekoppelten Schwingungen zweier ungedämpft miteinander schwingender selbsterregter Kreise mit Untersuchungen am Schwing-Audion", Dissertation von Goltz.

Über den für die vorliegende Arbeit benutzten Sender sowie über Einzelheiten der Empfangsanordnung und der Eichungen der Meßinstrumente ist in den letzten beiden Heften dieser Zeitschrift vom Verfasser eingehend berichtet worden.

Zunächst soll nur auf die Schaltung Fig. 1 eingegangen werden. In dieser bedeutet:

$L_1 S$ = Spule des Senders
L_2 = Gitterspule des Schwing-Audions
L_{12} = Koeffizient der gegenseitigen Induktion beider.
1 = Milli-Amperemeter (150 SkT, 1 SkT = $3 \cdot 10^{-5}$ A)
2 = Saitengalvanometer in Kompensationsschaltung
3 und 4 = Ueberbrückungskapazitäten von je $4 \cdot 10^3$ cm

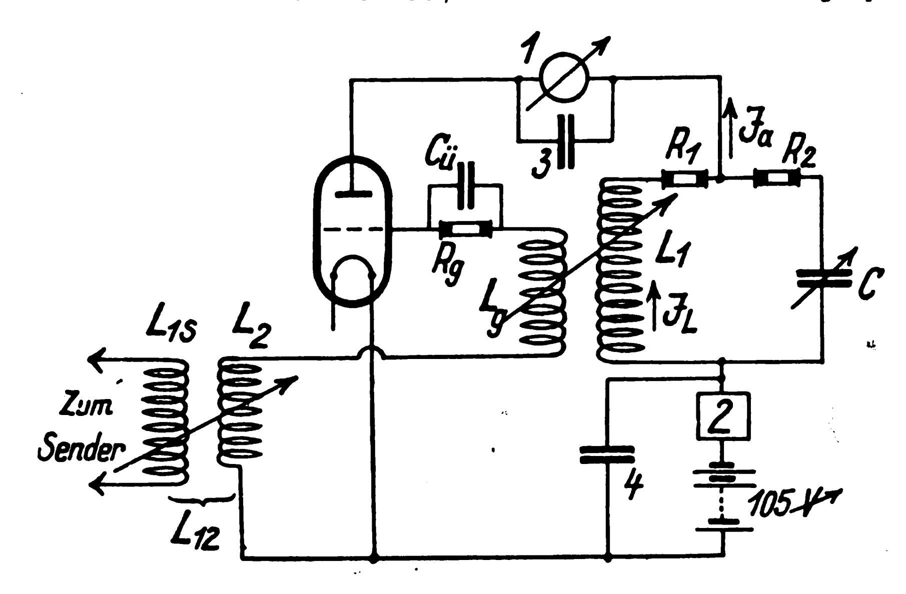


Fig. 1.

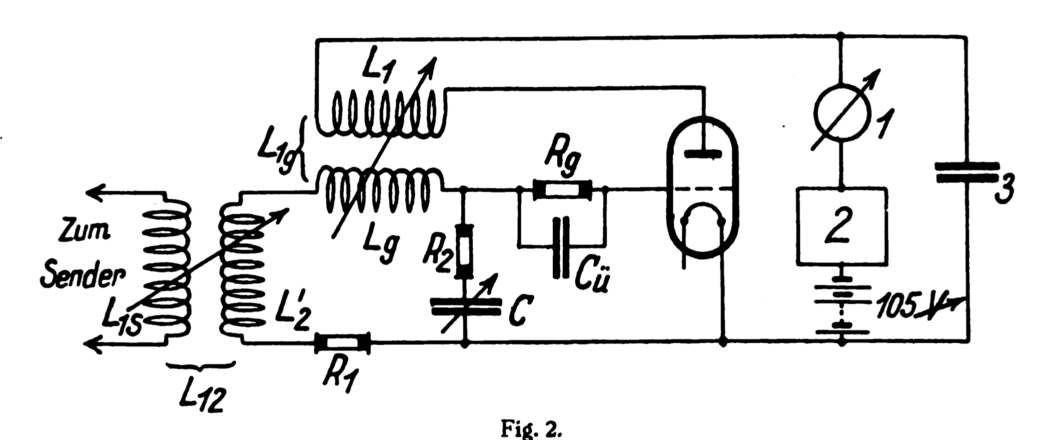


Fig. 2.

R_g und $C_ü$ = Gitterwiderstand mit der Überbrückungskapazität
L_1, C, R_1, R_2 = Größen des Arbeitskreises, wobei R_1 der Widerstand der Spule, R_2 ein veränderlicher Widerstand ist.
Lg = Rückkopplungsspule im Gitterkreis
L_{1g} = Koeffizient der gegenseitigen Induktion.

L_{12} und L_{1g} wurden geeicht und hierzu die in der Dissertation Golz benutzten Methoden verwandt. Das Dekrement des Arbeitskreises wurde aus der Resonanzkurve bestimmt. Für verschiedene Widerstände R_2 hatte das Dekrement die Werte $d = 0{,}038$, $d = 0{,}096$ und $d = 0{,}147$.

Eine in der Gitterspule L_2 induzierte nicht modulierte Welle steuert den Anodenstrom im Takt der Schwingungen, wobei infolge der Gitterkombination $R_g C_{ü}$ der Schwingungsmittelpunkt des Gitterpotentials nach negativeren Werten wandert, also auch der Mittelpunkt der Anodenstromschwingungen sich entsprechend auf der Anodenkennlinie abwärts bewegt. Der Arbeitskreis im Anodenzweig, der stets auf die induzierte Wellenlänge abgestimmt sei,

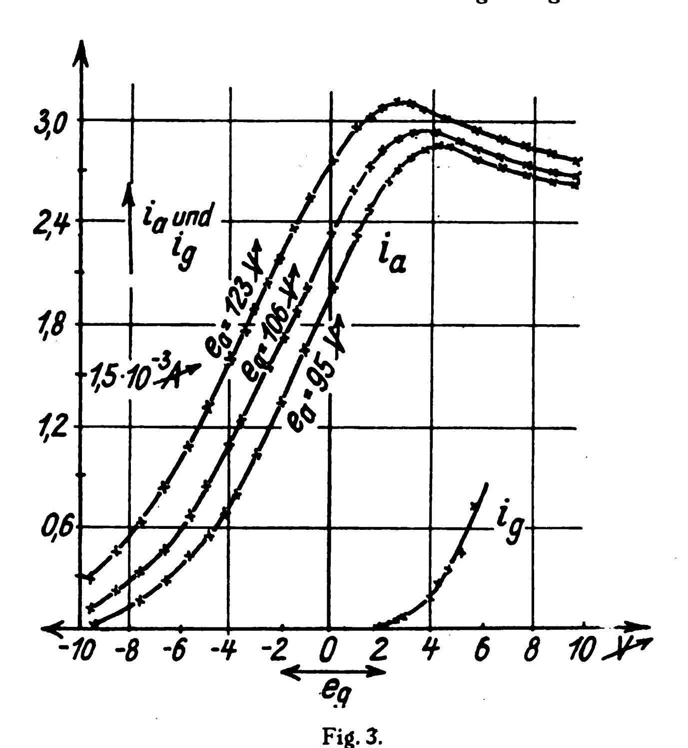


Fig. 3.

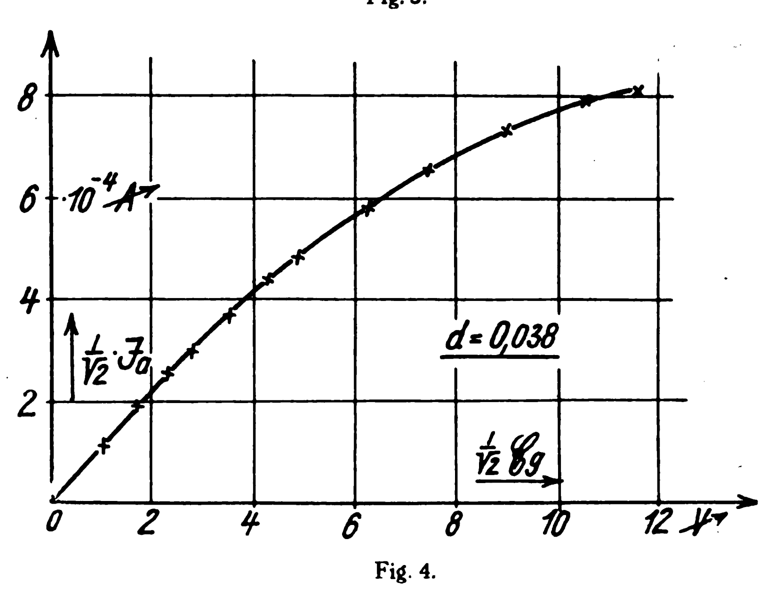


Fig. 4.

schaukelt sich durch die Anodenstromschwingungen auf und verstärkt hierbei durch Induktion über L_{1g} die Schwingungen am Gitter. Die durch die Rückkopplung hervorgerufenen Spannungen liegen mit den ursprünglichen in Phase, da der abgestimmte Arbeitskreis als Ohm'scher Widerstand wirkt und da der Spannungsabfall über die Selbstinduktionen im Gitterkreis wegen des geringen Stromes vernachlässigt werden kann. Ist das letztere nicht der Fall, so soll zum Ausgleich der Phasenverschiebung der Anodenkreis stets für den betreffenden Gitterstrom nachgestimmt werden.

Das Schwingkennlinien-Diagramm.

Man geht vom fremderregten Sender aus, legt an das Gitter verschiedene Gitterspannungsamplituden $\mathfrak{E}_g$ und mißt die zugehörigen Grundamplituden des Anodenstromes J_g. J_a als Funktion von $\mathfrak{E}_g$ im Diagramm aufgetragen, ergibt die Schwingkennlinie.

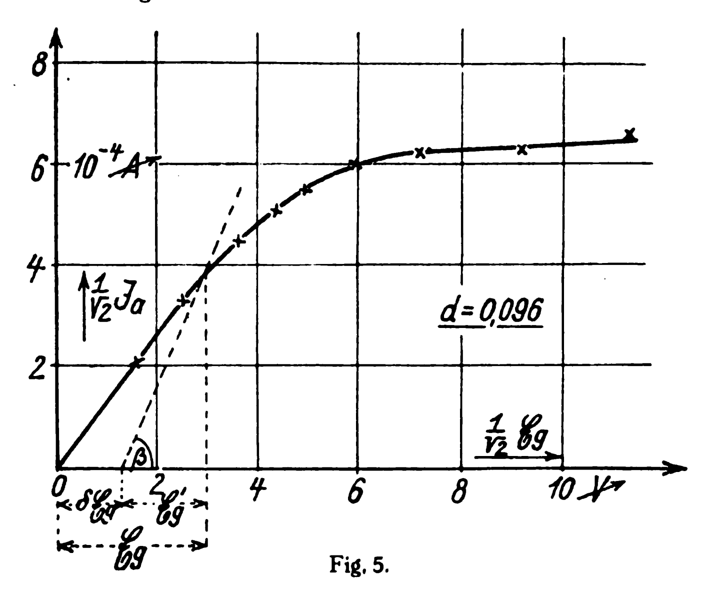


Fig. 5.

Beim rückgekoppelten Sender erregt dieser Anodenstrom über den Schwingungskreis wiederum die Gitterspannung

$$\mathfrak{E}_g = \frac{L_{1g}}{C R} \cdot J_a.$$

Ein eingeschwungener Zustand ist erreicht, wenn die in der Rückkopplung induzierte Spannung der ursprünglichen gleicht. Dies ist im Schnittpunkt der Rückkopplungsgraden und der Schwingkennlinie der Fall.

Für die Messungen am Schwing-Audion wurde eine Verstärker-Röhre der durch Fig. 3 gekennzeichneten Eigenschaften verwandt. $S = 0{,}33 \cdot 10^{-3}$ A/V, $D = 10\%$, $R_i = 3 \cdot 10^4\ \Omega$ Die Anodenspannung betrug 106 V. Die Schwingkennlinien sind für die verschiedenen angeführten Dekremente in den Fig. 4, 5 und 6 dargestellt. Sie wurden auf folgende Art und Weise gemessen:

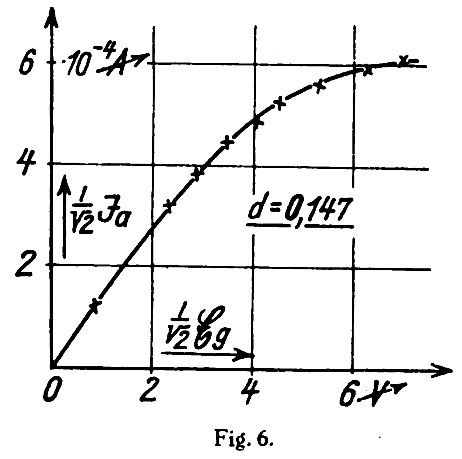


Fig. 6.

1. Der Sender wurde ausgeschaltet und die Rückkopplung L_{1g} so eng gezogen, daß stationäre Schwingungen einsetzten. Dann trat infolge der Gitterkombination R_g. $C_{ü}$ eine Verschiebung des mittleren Gitterpotentials nach negativeren Werten ein; entsprechend dieser Spannung sinkt der mittlere Anodenstrom ab. Dieser wurde am Instrument 1 als Funktion der Rückkopplung L_{1g} gemessen.

2. Dann wurde die Rückkopplung extrem gelockert und der Sender (ohne Modulation) angestellt. Durch Änderung der Sender-Empfänger-Kopplung L_{12} wurde die am Gitter induzierte Spannung so eingestellt, daß die unter 1. gemessenen mittleren Anodenstromwerte auftraten; man erhielt damit für diese aus den abgelesenen Beträgen von L_{12} und dem Senderstrom J_{SH} die entsprechenden Gitterspannungsamplituden

$$\mathfrak{E}_g = \omega L_{12} \cdot J_{SH}$$

Die Werte des Schwingkennliniendiagramms ergeben sich dann nach folgender Rechnung:

(d = Dekrement des Kreises)

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{C R}{L_{1g}} = \frac{d}{\pi \omega L_{1g}},$$

$$J_a = \mathfrak{E}_g \cdot \operatorname{tg}\Theta = \omega L_{12} \cdot J_{SH} \cdot \frac{d}{\pi \omega L_{1g}} = \frac{d}{\pi} \cdot J_{SH} \cdot \frac{L_{12}}{L_{1g}}.$$

Überblick über die Verhältnisse bei Telephonie.

Von Bedeutung für die Untersuchung des Schwing-Audions für Telephoniezwecke erschienen folgende Punkte:

1. Die Dämpfung des Arbeitskreises.
2. Die Rückkopplung.
3. Die Gitterkombination *Rg Cü.*
4. Die Gleichrichtung.

Es wurde angenommen, daß diese Bedingungen bei verschiedener Aussteuerung, Modulationsfrequenz und Senderamplitude die Lautstärke im Empfänger in verschiedener Weise beeinflussen würden. Es war die Aufgabe gestellt, nur für ein und dieselbe unveränderliche Telephoniewelle die Verhältnisse im Schwing-Audion zu untersuchen und festzustellen, welcher der vier angeführten Punkte für den Empfang von wesentlicher Bedeutung ist. Tonfrequenz und Aussteuerung wurden also nicht verändert, und zwar hatten sie die Beträge $\Omega = 7500$ sec^{-1} und $a \backsim 20\%$. Die Wellenlänge betrug bei allen Messungen 6000 m.

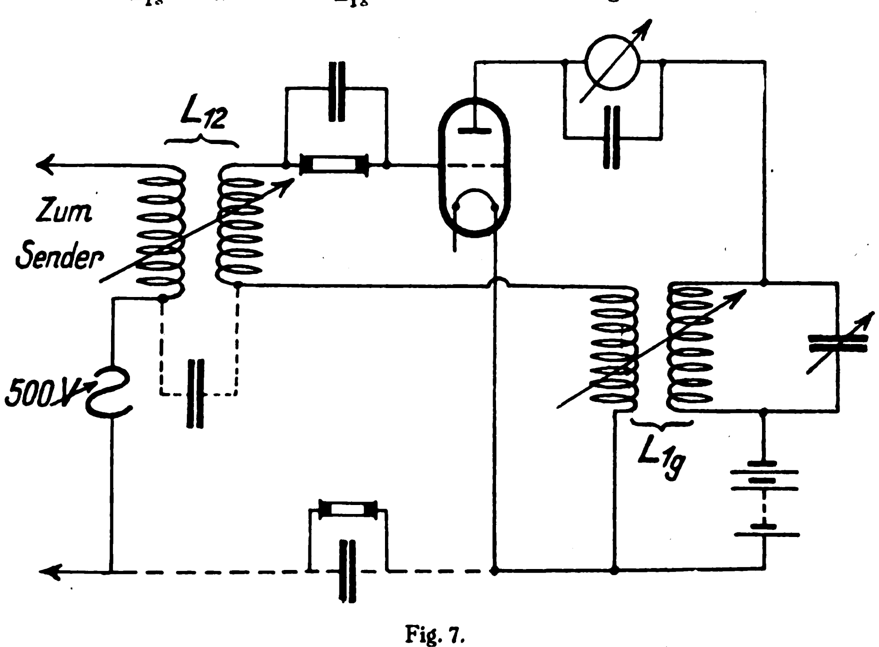


Fig. 7.

Eine störende kapazitive Kopplung.

Bei den Messungen stellte sich eine unangenehme Fehlerquelle durch versteckte kapazitive Kopplung zwischen Sender und Empfänger heraus. Es wurde zunächst bei den Messungen die Schaltung Fig. 7 benutzt, die zur Vereinfachung schematisch gezeichnet ist. Durch die Anoden- und Heizbatterien, die beide auf der Erde standen, waren die Heizungspunkte des Senders und Empfängers zum Teil kapazitiv, zum Teil galvanisch verbunden. Sodann bestand zugleich mit der magnetischen Kopplung L_{12} durch die Spulenflächen eine schwache kapazitive Verbindung. Die Senderspule lag auf 500 V Wechselspannung, die sich zum geringen Teil durch die Spulenkapazität über den Empfänger ausglich. Zwischen der auch kapazitiv gekoppelten Senderkopplungsspule im Empfänger und der mit der Erde verbundenen Heizung lag die Rückkopplungsspule. Diese verursachte einen Spannungsabfall des Kapazitätsstromes, der zugleich am Gitter der Empfangsröhre lag und die schwache über L_{12} induktiv hervorgerufene Spannung störte. Nach Feststellung der Ursache wurde die bereits besprochene Schaltung Fig. 1 benutzt, bei der ein Spannungsabfall des Kapazitätsstromes im Gitterkreis vermieden ist, indem die Kopplungsspule zum Sender und die Rückkopplungsspule miteinander vertauscht und damit ein Spannungsabfall vermieden wurde.

Die Dämpfung des Arbeitskreises und die Rückkopplung.

In dem bereits erwähnten Heft Nr. 4, 1922, der Zeitschrift für angewandte Physik wird von H. G. Möller die Wirkungsweise des Audions für eine nicht modulierte Welle berechnet. Der Gedankengang ist folgender: Eine im Arbeitskreis des Audions hervorgerufene abklingende freie Schwingung wird durch die Rückkopplung beeinflußt. Je stärker die Rückkopplung ist, desto langsamer verklingt die Welle. Es läßt sich demnach ein Schwing-Audion als ein gewöhnlicher Schwingungskreis mit entsprechend geringer Dämpfung auffassen. Auf diesen Ersatzkreis wirkt die Fernerregung ein, und zwar direkt, wenn man die Antenne mit dem Anodenschwingungskreis koppelt, oder über die Röhre, wenn man die Fremderregung dem Gitter zuführt. Zur Berechnung der Gitterspannungs-Amplitude, die durch eine gegebene Fernerregung hervorgerufen wird, kann man ohne weiteres die Ergebnisse der Betrachtungen am Schwingungskreis (diese Zeitschr., Heft Nr. 2, S. 51, 1925) übertragen, wenn man als Dämpfung die durch die Rückkopplung verringerte „wirksame Dämpfung" δ_w ansetzt.

Die Möllersche Berechnung der wirksamen Dämpfung sei kurz wiedergegeben.

Aus Fig. 1, bei der zur Vereinfachung angenommen werde, daß der gesamte Widerstand im Selbstinduktionszweig liege, ergibt sich die Spannungsbilanz:

$$L_1 \cdot \frac{d J_L}{dt} + R_1 \cdot J_L = \int \frac{J_C dt}{C}. \qquad (1)$$

Außerdem gilt die Strombilanz:

$$J_L + J_C = J_a = L_{1g} \cdot \frac{d J_L}{dt} \cdot S. \qquad (2)$$

Hierbei bedeutet S die mittlere Steilheit der Schwingkennlinie für den Bereich, der durch die vorhandene Gitterspannungsamplitude gedeckt wird. Durch Elimination von J_C erhält man für J_L die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 J_L}{dt^2} + \left(\frac{R_1}{L_1} - \frac{L_{1g} \cdot S}{L C}\right) \cdot \frac{d J_L}{dt} + \frac{1}{L C} \cdot J_L = 0. \qquad (3)$$

Die Wirkung von δ_w bei Auftreffen einer Welle hängt von der Lage der Frequenz der Welle zur Eigenfrequenz des Ersatzkreises ab. Bei einer modulierten Welle (Modulationsfrequenz $= \Omega$) wird die Trägerfrequenz, die stets mit der Audionfrequenz übereinstimmen möge, durch Verkleinern von δ_w sehr verstärkt. Das ist aus Fig. 8 ersichtlich, in der die Resonanzkurven des Ersatzkreises für das größte benutzte Dekrement $d = 0{,}147$ und $\gamma = 0$, sowie für $\gamma = \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{3}{4}$ und 1 gezeichnet sind. Für die Verstimmungsfrequenzen $\omega - \Omega$ und $\omega + \Omega$ dagegen ist der Einfluß von δ_w bei $\Omega = 7500$ sec^{-1} sehr klein. Selbst bei $\delta_w = 0$, d. h. $\gamma = 1$, beträgt, wie die Fig. 8 zeigt, die Verstärkung dieser Frequenzen nur etwa 40 %. Es ist also ein Einfluß von δ_w durch die verschiedenen benutzten Ohm'schen Dekremente und durch die Rückkopplung

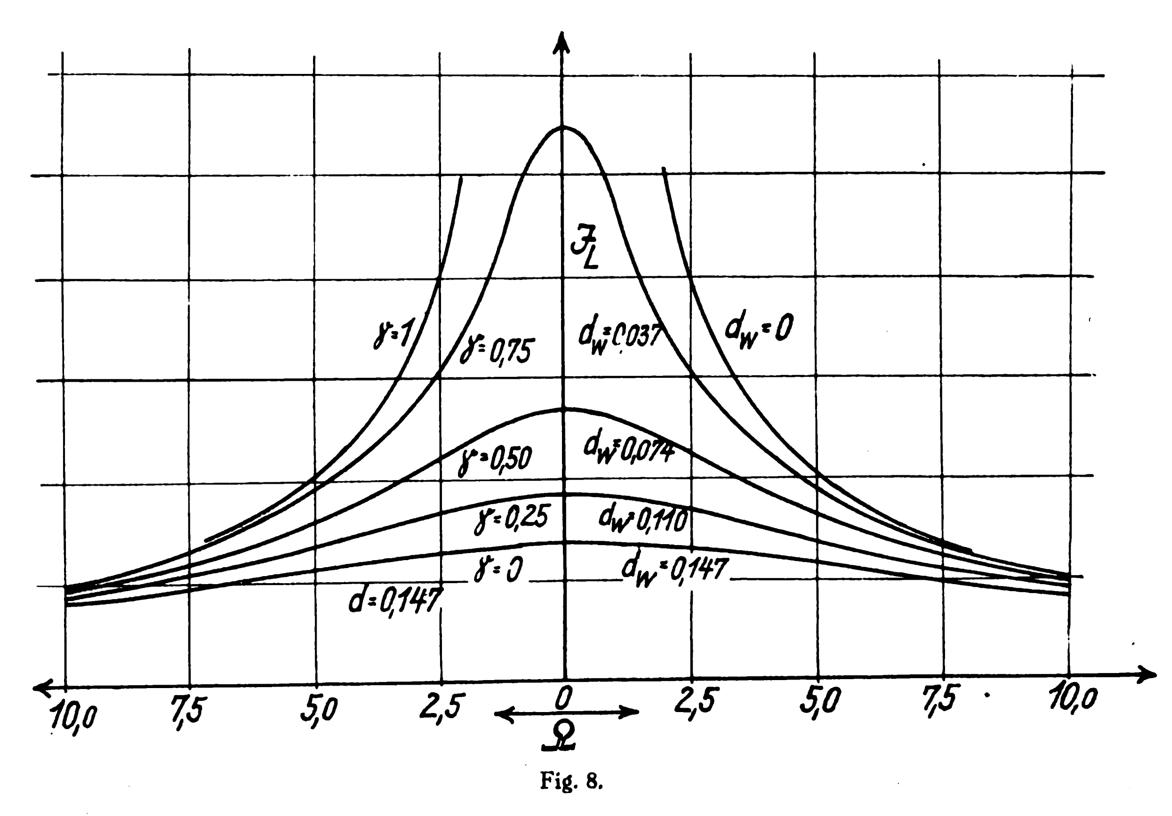


Fig. 8.

auf die für die Lautstärke maßgebenden Verstimmungsfrequenzen kaum anzunehmen. Eine Entdämpfung kommt wegen der Vrstimmung nicht zur Wirkung und spilt nur für die Trägerfrequenz und sehr nahe benachbarte Werte eine Rolle. Die für die Lautstärke bestimmenden Frequenzen bleiben vergleichsweise nahezu unverändert. Es wird demnach die Amplitude der modulierten Welle mit der Rückkopplung wachsen, der absolute Schwankungsbetrag bleibt nahezu konstant.

Man entnimmt aus ihr die wirksame Dämpfung

$$\delta_w = \delta - \frac{L_{1g} \cdot S}{2 L C} \qquad (4)$$

δ_w ist also die Dämpfung des Ersatzkreises, der für das Schwing-Audion eingeführt wird. Durch Besprechung von δ_w wird sowohl der Einfluß des Ohm'schen Widerstandes im Arbeitskreis des Audions als auch die Wirkung der Rückkopplung behandelt.

Entsprechend der wirksamen und der Ohm'schen Dämpfung soll das Ohm'sche Dekrement d und das wirksame Dekrement $d_w = d$ eingeführt werden.

Die Rückkopplung bewirkt nach Gleichung 4 eine Entdämpfung des Ersatzkreises, die sich praktisch durch eine Steigerung des Arbeitskreisstromes im Audion in der geschilderten Weise bemerkbar macht. (Siehe Abschnitt „Das Schwingkennliniendiagramm".) Vergrößert man L_{1g} so setzen bei $\delta_w = 0$ die stationären Schwingungen ein. Der entsprechende, experimentell leicht feststellbare Wert von L_{1g} sei mit $L_{1g}{}^a$ bezeichnet. Dann kann man für den Dämpfungsfaktor schreiben:

$$\delta_w = \frac{R}{2 L} - \frac{L_{1g}{}^a S}{2 L C} \cdot \frac{L_{1g}}{L_{1g}{}^a} = \frac{R}{2 L}\left[1 - \frac{L_{1g}}{L_{1g}{}^a}\right] = \delta[1 - \gamma]. \qquad (5)$$

Die Messungen.

Die Messungen der Empfangslautstärke in Abhängigkeit von der wirksamen Dämpfung wurden so vorgenommen, daß bei derselben unveränderten Telephoniewelle und derselben Sender-Empfängerkopplung und einer bestimmten Ohmschen Dämpfung des Anodenkreises der Saitengalvanometer-Ausschlag für verschiedene Rückkopplungen gemessen wurde. Eine solche Meßreihe wurde für die drei angegebenen Ohmschen Dekremente aufgenommen. Für jede zur Ablesung benutzte Rückkopplung wurde der Arbeitskreis durch Verändern der Kapazität auf das Absinkmaximum des Anodenstromes abgestimmt. Die Steilheit der Rückkopplungsgraden und damit auch der Verstärkungsgrad hängt auch



von der Kapazität C ab. Die Änderungen von C hielten sich aber in so kleinen Grenzen, daß eine Berücksichtigung nicht erforderlich war. Die Einsatzrückkopplung $L_{1g}{}^{a}$, bei der stationäre Schwingungen auftraten, wurde bei abgestelltem Sender vor und nach jeder Meßreihe durch Verschieben der Rückkopplungsspule L_g gemessen.

Der Saitengalvanometer-Ausschlag ξ wurde als Funktion des Verhältnisses $\gamma = \frac{L_{1g}}{L_{1g}{}^{a}}$ in den Fig. 9a, 10a und 11a dargestellt.

Fig. 9b, 10b und 11b geben die zugehörigen Anodenstrom-Absinkkurven wieder, die zugleich mit den Saitengalvanometerkurven aufgenommen wurden. Es lassen sich infolge der Schwankungen der Senderapparatur die Kurven verschiedenen Dekrements nicht streng miteinander vergleichen, zumal da die Messungen wegen der sehr empfindlichen Abstimmung der Kapazität sehr viel Zeit in Anspruch nahmen. Im übrigen lag zwischen dem Ende der ersten Meßreihe (Fig. 9) und dem Anfang der zweiten (Fig. 10)

Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 11.



wegen Defektes in der Empfangsapparatur ein Zeitraum von etwa einer Stunde, der die geringe Abweichung zwischen den Kurven erklären kann.

Nach den Betrachtungen im vorhergehenden Abschnitt muß erwartet werden, daß die Kurven für die verschiedenen Ohm'schen Dekremente einander gleichen, andererseits auch die Rückkopplung die Messungen nicht beeinflußt. Die drei Kurven decken sich auch innerhalb der Meßgenauigkeit, dagegen zeigen die einzelnen Kurven eine starke Abhängigkeit von der Rückkopplung. Diese wird, wie im folgenden gezeigt werden kann, durch die mit der Rückkopplung sich ändernde Gleichrichtung hervorgerufen.

Vorher soll kurz die Bedeutung der Gitterkombination für das Schwing-Audion erörtert werden.

Die Gitterkombination $R_g\ C_{ü}$.

Aus dem vorhergehenden Absatz ergibt sich, daß bei $\Omega = 7500\ \text{sec}^{-1}$ die Rückkopplung praktisch nur die Trägerfrequenz der Telephoniewelle verstärkt. Es wächst bei gleicher induzierter modulierter Welle nur die mittlere Gitterspannungsänderung $E_g - E_{g0}$, der absolute Schwankungsbetrag bleibt praktisch derselbe.

In der vorigen Nummer dieser Zeitschrift war die Abhängigkeit der Lautstärke L von den Bestimmungsstücken der modulierten Welle und des Audions durch die Gleichung dargestellt worden:

$$L = S \cdot a\,\mathfrak{E}_{g0} \frac{J_g \frac{\delta\,\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)}{\delta\,\mathfrak{E}g}}{\sqrt{\Omega^2 C_{ü}^2 + \left\{\frac{1}{R_g} + \beta\,J_g\,[1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g)]\right\}^2}}$$

Es ist a der Steuerungsfaktor und $a\,\mathfrak{E}g_0$ der absolute Schwankungsbetrag des Senders, der mit wachsender Rückkopplung unverändert bleibt, während $\mathfrak{E}g_0$ und damit auch $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ und der Ausdruck $\beta\,Jg\,[1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)]$ wächst.

Das Glied $\Omega^2\ C_{ü}^2$ gibt die Einwirkung der Abklingzeiten des Übergangskondensators $C_{ü}$ an. Man erkennt, daß die Lautstärke L von Ω desto weniger abhängt, je größer $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$, also γ ist. (Siehe Heft Nr. 3 dieser Zeitschrift und Ende dieses Aufsatzes „Messungen bei Veränderung der induzierten Spannungsamplitude".) Mit wachsender Rückkopplung werden die durch die Abklingzeiten hervorgerufenen Sprachverzerrungen kleiner. Die Faustregel: „leiserer Empfang gibt größere Deutlichkeit der Sprachübertragung" trifft also für die Verzerrungen durch die Gitterblockierung nicht zu.

Die Berechnung der Gleichrichtung.

Die oben aufgestellte Gleichung für die Lautstärke L ist ohne Beschränkungen allgemein für eine exponentiell verlaufende Gitterkennlinie aufgestellt. Sie enthält also auch den Einfluß der Gleichrichtung auf die Tonstärke und könnte, indem man die den verschiedenen Rückkopplungen entsprechenden $\mathfrak{E}g$-Werte berechnet, zur Nachprüfung der Messungen dienen. Es ist nun

$$\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g) = \frac{1}{2}\left[\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^2}{2!} + \frac{3}{4}\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^4}{4!} + \frac{5}{8}\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^8}{8!} + \frac{35}{64}\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^{10}}{10!} + \dots\right] \tag{6}$$

(β = Exponent der Gitterstromfunktion $i_g = i_{g0} \cdot \varepsilon^{\beta e_g}$).

Für große Werte von $\mathfrak{E}g$ ist die Handhabung dieser Reihe unvorteilhaft. Bereits für $\mathfrak{E}g = 3^{\text{V}}$ kann man bei $\beta = 3^{\text{V}-1}$ die Reihe erst nach dem 7. Glied abbrechen, wenn man 10 % Genauigkeit erzielen will. Es wird daher, obwohl Abweichungen zu erwarten sind, anstatt der Exponentialfunktion eine Parabel zur Annäherung der Gitterkennlinie benutzt.

Der Gedankengang der Rechnung sei im folgenden auseinander gesetzt:

Durch Annäherung der Gitterkennlinie durch eine Parabel wird der bei einer induzierten Spannung $\mathfrak{E}_g$ und einem Schwingungsmittelpunkt der Gitterspannung E auftretende mittlere Gitterstrom berechnet. Aus der Strombilanz zwischen diesem und der über R_g abfließenden Ladung wird die mittlere Gitterspannung E_g bzw. ein um eine additive Konstante (siehe Fig. 12) verschiedener Betrag bestimmt. E_g muß mit $\mathfrak{E}_g$ wachsen und $\mathfrak{E}_g$ ist wiederum durch die Rückkopplung gegeben. Man hat also $E_g = E_g(\mathfrak{E}_g) = E_g(\gamma)$. Bei der Berechnung der Schwankungsamplitude der Gitterspannung bei einer modulierten Welle wird der Einfluß der Gitterkapazität $C_{ü}$ vernachlässigt. Die Niederfrequenzamplitude ΔE_g der mittleren Gitterspannung ist

$$\Delta E_g = \frac{\delta\,Eg}{\delta\,\mathfrak{E}g}\,\Delta\,\mathfrak{E}_g,\quad \Delta\,\mathfrak{E}_g = a\,\mathfrak{E}_g$$

also proportional der Steilheit der Funktion $E_g(\mathfrak{E}_g)$ an der Stelle $\mathfrak{E}_g$. Der Wert von $\Delta\,\mathfrak{E}_g$ bleibt mit wachsender Amplitude $\mathfrak{E}_g$, d. h. mit fester werdender Rückkopplung konstant, wie bei der Betrachtung der Entdämpfung festgestellt wurde. Der Differentialquotient $\frac{\delta\,E_g}{\delta\,\mathfrak{E}g}$ ist ein Maß für die auf den Wert $\Delta\mathfrak{E}_g = 1$ bezogene Tonschwankung der Gitterspannung als Funktion von $\mathfrak{E}_g$. Der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{E}_g$ und γ kann aus der Schwingkennlinie entnommen werden und geht aus der Besprechung dieses Diagramms ohne weiteres hervor. Die Anodenstromschwankungen erhält man aus dem Produkt

$$S \cdot \frac{\delta\,Eg}{\delta\,\mathfrak{E}g} \cdot \Delta\,\mathfrak{E}_g,$$

wobei S die Anodenkennlinien-Steilheit bedeutet. Bei den großen Beträgen, die $\mathfrak{E}_g$ beim Schwing-Audion annehmen kann, ist die Berücksichtigung der Abnahme der Steilheit S bei stark negativen Gitterspannungen unbedingt erforderlich.

$$S \cdot \frac{\delta\,Eg}{\delta\,\mathfrak{E}g} \cdot \Delta\,\mathfrak{E}_g$$

muß sich vergleichsweise den mit dem Saitengalvanometer aufgenommenen Kurven

$$\xi = \xi\,(\gamma) = \xi\left(\frac{L_{1g}}{L_{1g\,a}}\right)$$

anpassen.

In Fig. 12 ist die Gitterkennlinie schematisch dargestellt. Bei der induzierten Spannungsamplitude $\mathfrak{E}_g$ befinde sich der Schwingungsmittelpunkt in M. Die Abszisse E_g von M ist also die Gitterspannung, deren Abhängigkeit $\frac{\delta\,Eg}{\delta\,\mathfrak{E}g}$ von $\mathfrak{E}_g$ gesucht ist.

Zur Berechnung des mittleren Gitterstromes wird angesetzt

$$i_g = i_{g1} + K\,(\mathfrak{E}_g \cos\omega t - E_{g2})^2 \tag{7}$$

und i_g über die Zeitspanne integriert, während welcher $\mathfrak{E}_g$ größer als E_{g2} ist, d. h. während welcher die Momentanspannung den in Fig. 12 gezeichneten Parabelast überstreicht. Nennt man den dieser Zeit entsprechenden Winkel τ, so ergibt sich aus der Figur die Beziehung

$$\cos\tau = \frac{Eg_2}{\mathfrak{E}g}.$$

Dieser Winkel τ wird für starke Schwingungen, bei denen die Spannung $\mathfrak{E}_g$ infolge der Rückkopplung große Werte annimmt und der Schwingungsmittelpunkt im Gitterkenn-

linien-Diagramm weit nach links rückt, kleine Werte haben. Für schwache Schwingungen und bei positiven Gittervorspannungen, bei denen also durch die Vorspannung der Spannungsmittelpunkt nach rechts rückt, hat $\bar{\imath}$ große Werte.

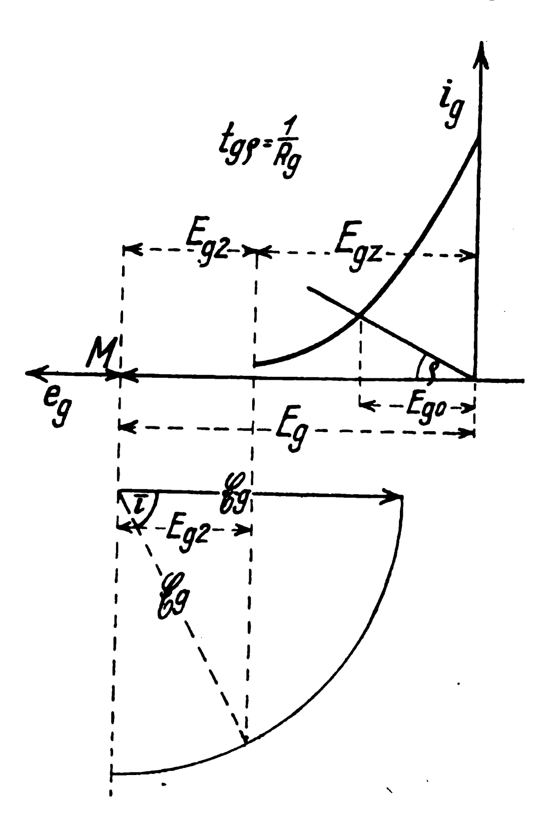


Fig. 12.

Die Integration ergibt

$$\bar{i}_g = i_{g1} + \frac{K}{2\pi} \cdot \int_{-\bar{\imath}}^{+\bar{\imath}} [\mathfrak{E}_g^2 \cos^2 \omega t - 2\,\mathfrak{E}_g\, E_{g2} \cos \omega t + E_{g2}^2]\, dt \tag{8}$$

$$\bar{i}_g = i_{g1} + \frac{K}{2\pi} [\mathfrak{E}_g^2\, \bar{\imath} + \frac{1}{2}\, \mathfrak{E}_g^2 \sin 2\,\bar{\imath} - 4\,\mathfrak{E}_g\, E_{g2} \sin \bar{\imath} + 2\, E_{g2}^2\, \bar{\imath}$$

Es soll die Gleichung für starke Schwingungen weiter entwickelt werden. Dann kann man setzen:

$$\sin \bar{\imath} \backsim \bar{\imath}, \quad \sin 2\bar{\imath} \backsim 2\bar{\imath}$$

$$\bar{i}_g = i_{g1} + K\, \frac{\bar{\imath}}{\pi} [\mathfrak{E}_g - E_{g2}]^2. \tag{9}$$

Dieser Strom muß im Mittel über den Widerstand Rg abfließen. Also gilt die Strombilanz:

$$\frac{Eg_2 + Eg_z}{Rg} = i_{g1} + K \cdot \frac{\bar{\imath}}{\pi} [\mathfrak{E}_g - E_{g2}]^2. \tag{10}$$

Setzt man $\mathfrak{E}_g - E_{g2} = x$, also $E_{g2} = \mathfrak{E}_g - x$, so erhält man die quadratische Gleichung:

$$\left(\text{Abkürzung } \frac{\bar{\imath}}{\pi} = \mu\right)$$

$$x^2 + \frac{x}{\mu K Rg} = \frac{\mathfrak{E}g + Egz}{\mu K Rg} - \frac{i_{g1}}{\mu K}$$

$$E_{g2} = \mathfrak{E}_g - x = \mathfrak{E}_g + \frac{1}{2\mu K Rg}$$

$$\pm \sqrt{\left(\frac{1}{2\mu K Rg}\right)^2 + \frac{Egz + \mathfrak{E}g}{\mu K Rg} - \frac{i_{g1}}{\mu K}}.$$

V o r z e i c h e n - D i s k u s s i o n :

Aus Fig. 13, die die gemessene Gitterkennlinie (gekreuzte Werte) und die Parabel (Kreise) darstellt, wird entnommen:

$$i_{g1} = 10^{-7}\,A, \qquad K = 1{,}4 \cdot 10^{-6}\,\frac{A}{V^2}.$$

Es haben also für einen mittleren Gitterwiderstand von $9 \cdot 10^5\,\Omega$ und für $\mu = \frac{\bar{\imath}}{\pi} = \frac{1}{20}$ (Begründung siehe weiter unten) die Zahlenwerte: $\left(\frac{1}{2\mu K Rg}\right)^2 \backsim 63$, $-\frac{i_{g1}}{\mu K} \backsim -1.4$.

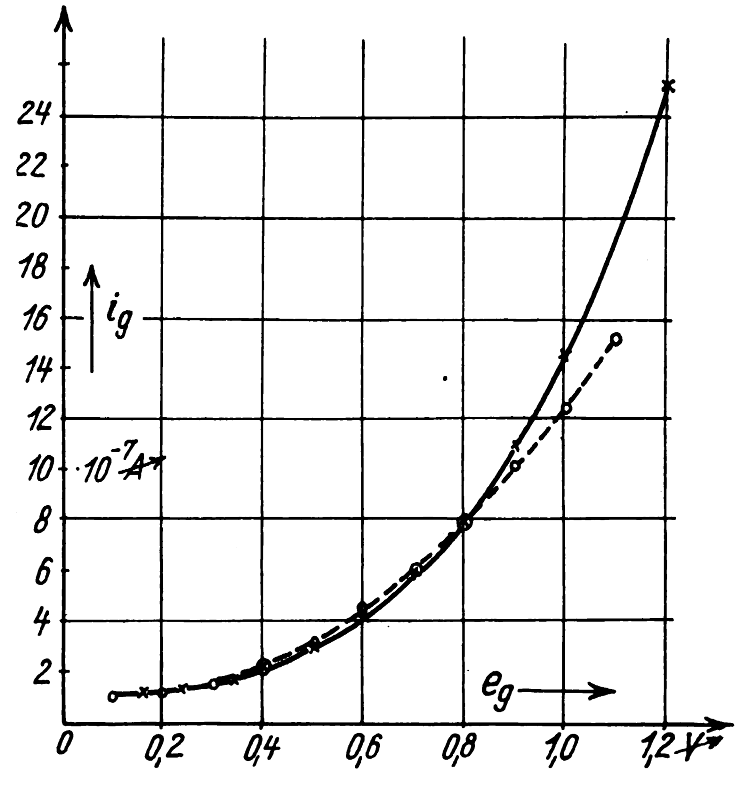


Fig. 13.

Die Summe ist also positiv. Es werde E_{gz} positiv angenommen, wie es in der schematischen Zeichnung dargestellt ist. Es muß dann für kleine $\mathfrak{E}_g$ der Wert von E_{g2} negativ sein. Daher muß das negative Vorzeichen der Wurzel gewählt werden.

Die mittlere Gitterspannungsänderung ist dann:

$$E_g = E_{g2} + E_{gz} - E_{go} = E_{gz} - E_{go} + \frac{1}{2\mu K Rg} \tag{11}$$

$$+ \mathfrak{E}_g - \sqrt{\left(\frac{1}{2\mu K Rg}\right)^2 + \frac{\mathfrak{E}g + Egz}{\mu K Rg} - \frac{i_{g1}}{\mu K}}$$

und die Lautstärke

$$\frac{\delta\, Eg}{\delta\, \mathfrak{E}g} \cdot S \cdot \Delta\,\mathfrak{E}_g = S \cdot \Delta\,\mathfrak{E}_g. \tag{12}$$

$$\left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 - 4\,\mu K R_g^2\, i_{g1} + 4\,\mu K R_g\, (\mathfrak{E}g + E_{gz})}}\right]$$

Messungen bei Veränderung der induzierten Spannungsamplitude.

Zum Nachprüfen der Gleichung und um festzustellen, inwieweit diese Rechnung die Form der $\xi = \xi\,(\gamma)$ Kurven erklärt, wurden nicht die bisher aufgeführten Fig. 9, 10 und 11 verwandt, sondern zwei Sätze von Meßreihen, die auf folgende Art entstanden sind:

Die Kurven $\xi = \xi(\gamma)$ wurden für verschiedene induzierte Spannungen $\delta \mathfrak{E}_g$ aufgenommen, die bei derselben Aussteuerung durch Verändern der Sender-Empfängerkopplung eingestellt wurden. Das Dekrement des Arbeitskreises betrug $d = 0{,}038$, es war $a \sim 24\,\%$. Für die einzelnen Meßreihen gelten folgende Angaben: ($\delta \mathfrak{E}_g$ = induzierte Trägerspannung)

konstant geblieben, so müßten sich diese beiden Kurven decken; sie weichen aber erheblich von einander ab. Da der Arbeitskreisstrom des Senders sich in der Zwischenzeit nicht verändert hatte, die Empfangsapparatur aber als konstant angesehen werden konnte, wird angenommen, daß die Aussteuerung gesunken ist.

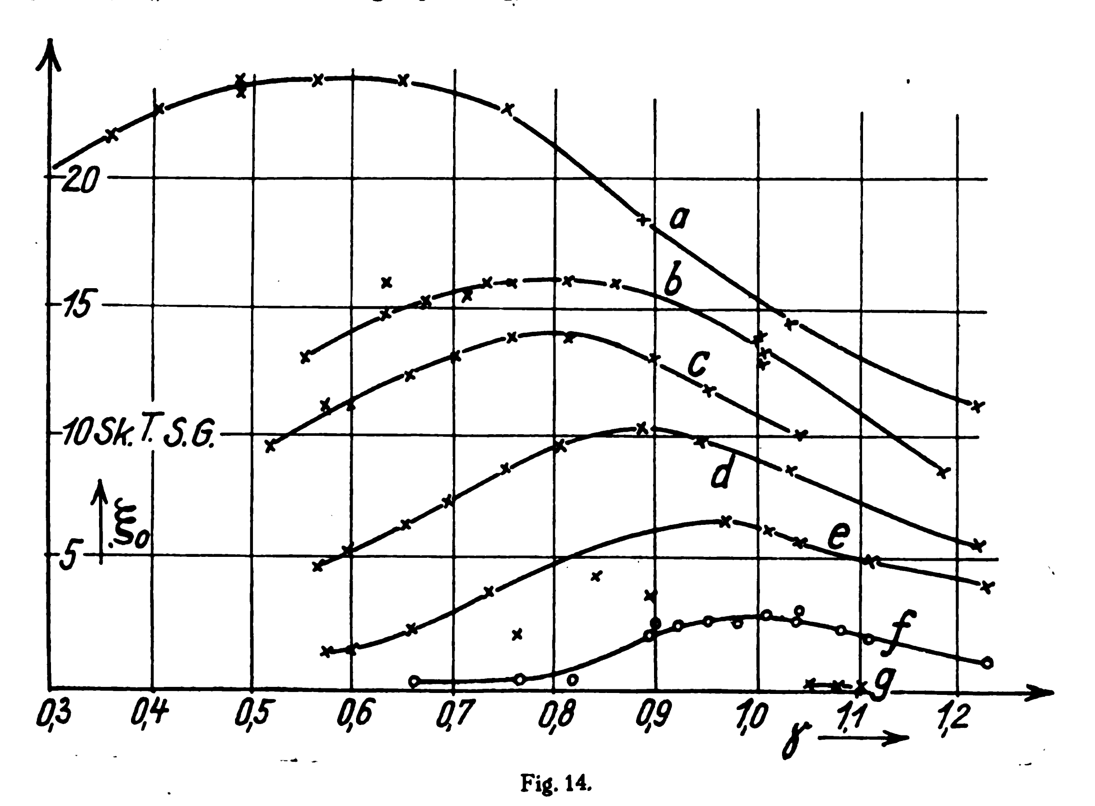


Fig. 14.

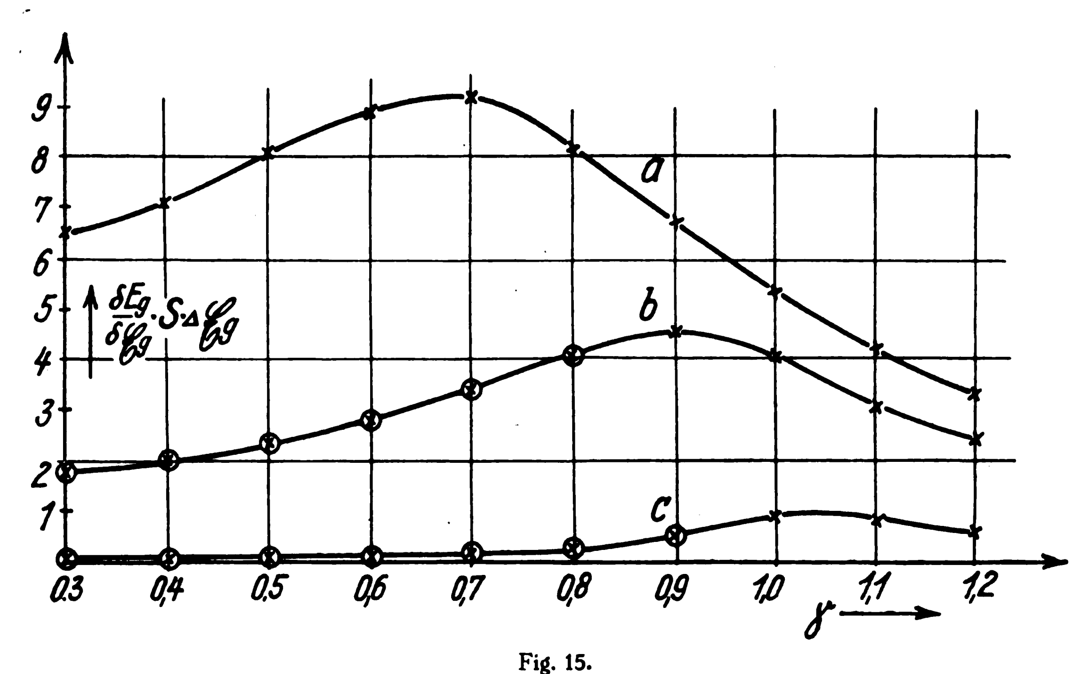


Fig. 15.

	Fig. 14 a	b	c	d	e	f	g
$\delta \mathfrak{E}_g$ V	1,75	0,88	0,88	0,55	0,35	0,18	0,06
Reihenfolge der experimentellen Aufnahme	6.	1.	5.	2.	3.	4.	7.

Wären die Senderapparatur und die Empfangsapparatur zwischen der Aufnahme der ersten und fünften Meßreihe

Fig. 15 zeigt die entsprechenden berechneten $\frac{\delta E_g}{\delta \mathfrak{E}_g} \cdot S \cdot \Delta \mathfrak{E}_g$-Kurven, die den experimentellen Verhältnissen angepaßt wurden, indem als induzierte Spannungen gewählt wurden:

	Fig. 15 a	b	c
$\delta \mathfrak{E}_g$	1,75	0,88	0,18 V

Für diese Werte wurde aus dem Schwingkennliniendiagramm die Beziehung zwischen $\mathfrak{E}_g$ und γ zahlenmäßig entnommen. Da bei den Messungen ohne Gittervorspannung gearbeitet

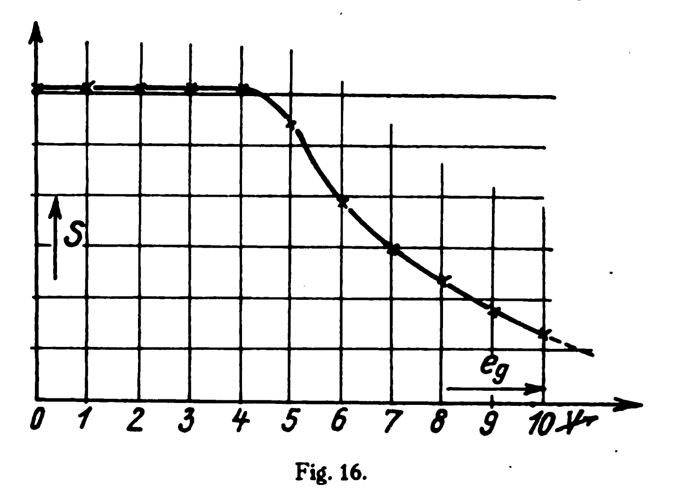


Fig. 16.

worden war, die Gitterkennlinie also die in Fig. 13 angegebene Lage zum Heizungsnullpunkt hatte, betrug daher $E_{g1} = -0{,}1$ V. Es werden $K = 1{,}4 \cdot 10^{-6} \frac{A}{V}$ und $i_{g1} = 10^{-7}$ A aus der Gitterkennlinie entnommen, die Steilheit der

ist im übrigen beliebig gewählt. Für $\mu = \frac{i}{\pi}$ mußte entsprechend den starken Schwingungen, die für mittlere und große Werte der Rückkopplung auftraten, ein kleiner Wert angesetzt werden. Es wurde $\mu = \frac{i}{\pi} = \frac{1}{20}$ gewählt.

Die berechneten Kurven zeigen in der Tat dasselbe Bild wie die gemessenen und rechtfertigen die Annahme des Betrages für $\frac{i}{\pi}$. Der starke Abfall der Kurven bei großen Werten von γ ist eine Folge der mit wachsendem $\mathfrak{E}_g$ bzw. E_g sinkenden Steilheit S der Anodenkennlinie, die in Fig. 16 dargestellt ist. Dieses Sinken der Lautstärke setzt bei desto kleineren Rückkopplungswerten γ ein, je größer die verschiebt sich also mit größerem $\delta\mathfrak{E}_g$ nach links. Abgesehen von der Beeinflussung durch die Anodenkennliniensteilheit, wird die Gleichrichtung mit wachsender Rückkopplung besser, wie es nach der Form der Gitterkennlinie auch zu erwarten ist.

Zur Nachprüfung dieser Rechnung, die ja durch die Wahl des Betrages von $\frac{i}{\pi}$ eine gewisse Willkürlichkeit besitzt, wird die Gleichrichtung nach der in der vorigen Nummer dieser Zeitschrift beschriebenen Methode auf graphischem Wege mittels Annäherung der Gitterkennlinie durch eine Exponentialfunktion berechnet.

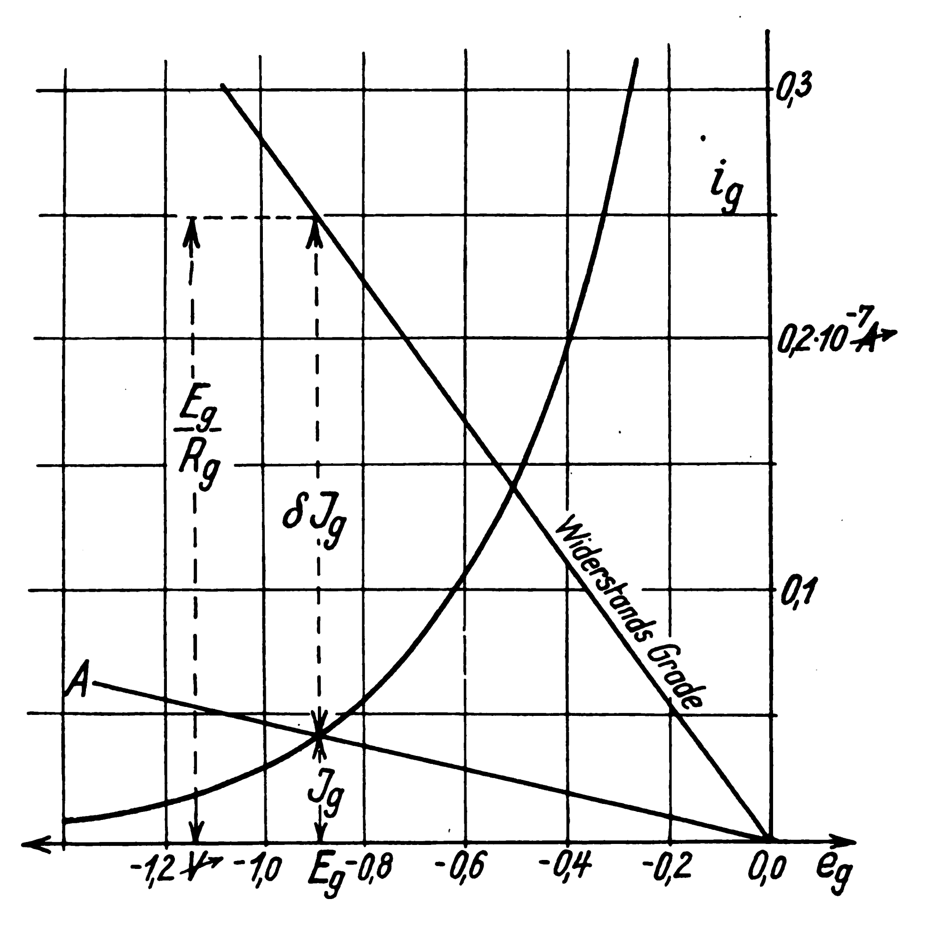


Fig. 17.

Anodenkennlinie für die entsprechenden $\mathfrak{E}_g$-Werte aus dem Diagramm Fig. 3 abgelesen.

$\Delta\mathfrak{E}_g$ ist für Fig. 15a gleich 1 gesetzt und die beiden anderen Kurven im Verhältnis der $\delta\mathfrak{E}g$-Werte in der letzten Tabelle, nämlich $\frac{0{,}88}{1{,}75}$ bzw. $\frac{0{,}18}{1{,}75}$, verkleinert worden. Der Maßstab

Zur Erklärung der Figuren wird das Verfahren kurz wiederholt:

Die Strombilanz zwischen dem über den Gitterwiderstand R_g abfließenden Elektronenstrom und dem mittleren Gitterstrom lautet:

$$\frac{Eg}{Rg} = \bar{i}_g = J_g + \delta J_g, \tag{13}$$

J_g bedeutet hierbei den bei der Spannung E_g fließenden Gitterstrom, $\delta J g$ den Gleichrichterstrom, d. i. die Zunahme des mittleren Gitterstromes bei Anlegen einer Wechselspannung. Diese Strombilanz kann aus der Fig. 17 abgelesen werden. Bei dem Ansatz

$$i_g = i_{go} \cdot \varepsilon^{\beta e_g}$$

hat man

$$\delta J_g = J_g \cdot \mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g),$$

also

$$\frac{\delta Jg}{Jg} = \mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g), \tag{14}$$

wobei

$$\mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g) = \frac{1}{2}\left[\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^2}{2!} + \frac{3}{4}\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^4}{4!} + \frac{5}{8}\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^6}{6!} + \frac{35}{64}\frac{(\beta\,\mathfrak{E}g)^8}{8!} + \right.$$
$$\left. + \frac{63}{128}\frac{(\beta\mathfrak{E}g)^{10}}{10!} + \frac{113}{256}\cdot\frac{(\beta\mathfrak{E}g)^{12}}{12!} + \frac{246}{512}\frac{(\beta\mathfrak{E}g)^{14}}{14!} + \cdots\right] \tag{15}$$

Es ist also

$$\frac{Eg}{Rg} = J_g\,[1 + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}_g)] \tag{16}$$

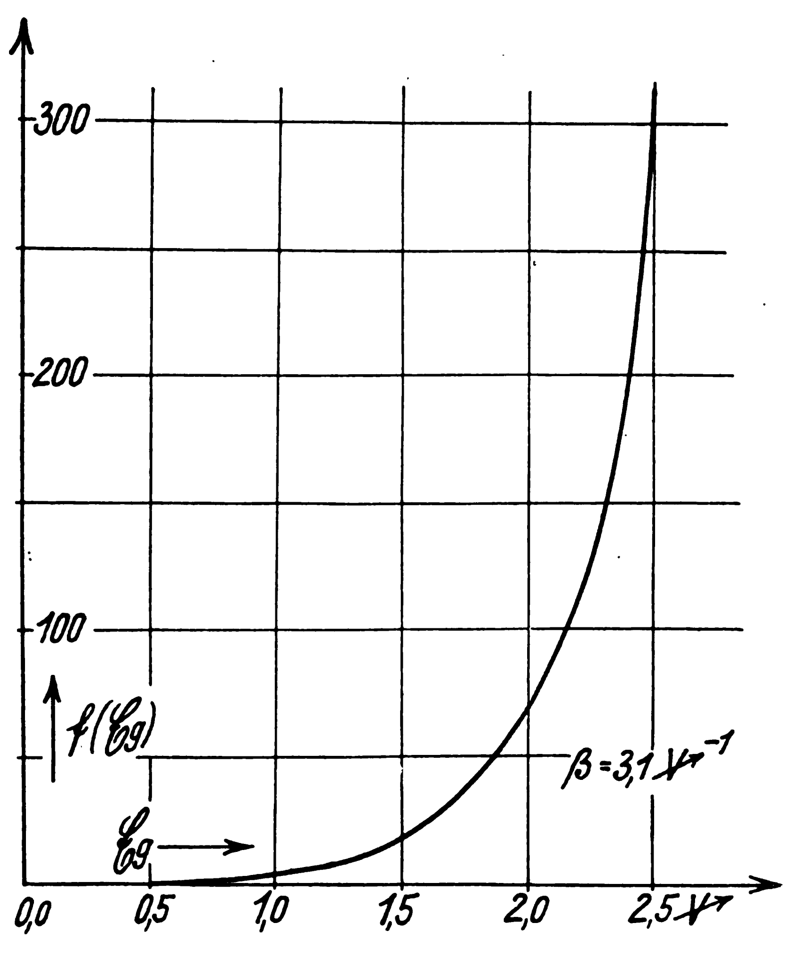


Fig. 18.

Es wird nun folgendermaßen vorgegangen:

Aus der Gitterkennlinie berechnet man den Wert von β; dieser hatte für die hier benutzte Röhre den mittleren Betrag 3,1 V^{-1}. Dann wird $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ für die auftretenden Spannungen aus Gleichung 15 berechnet; diese Werte sind zur Anschaulichkeit in Fig. 18 dargestellt. Man sucht nun im Gitterkennliniendiagramm Fig. 17 denjenigen Abszissenpunkt, für den $\frac{\delta Jg}{Jg} = \mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ ist (Gleichung 14), indem man den Schnittpunkt der Geraden A mit der Gitterkennlinie aufsucht. Diese Grade ist so gezeichnet, daß sie die Ordinaten zwischen Widerstandsgrade und Abzisse im Verhältnis $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ teilt. Die Abszisse des gefundenen Punktes ist die dem Wert von $\mathfrak{E}g$ entsprechende gesuchte mittlere Gitterspannung Eg. Aus der Kurve $Eg = Eg\,(\mathfrak{E}g)$ in Fig. 19 entnimmt man die Steilheit $\frac{\delta Eg}{\delta \mathfrak{E}g}$, die in Fig. 20 dargestellt ist, und erhält durch Multiplikation mit $\Delta\,\mathfrak{E}g$ und der Anodenkennlinien-Steilheit S im Punkt Eg die Lautstärke

$$L = \frac{\delta Eg}{\delta \mathfrak{E}g}\cdot S \cdot \Delta\,\mathfrak{E}g$$

Die Ergebnisse sind in die Fig. 15 für kleine Werte von $\mathfrak{E}g$, bei denen die Reihe $\mathfrak{f}(\mathfrak{E}g)$ noch einigermaßen konvergierte, als Kreise eingetragen, indem sie auf den Punkt $\gamma = 0{,}7$ in Fig. 15b bzw. $\gamma = 0{,}9$ in Fig. 15c bezogen wurden. Die völlige Übereinstimmung der beiden Kurven rechtfertigt die bei der Rechnung mit der Parabel gemachte Annahme $\frac{\mathfrak{i}}{\pi} = \frac{1}{20}$ und bestätigt, daß die Form der Lautkurve für die hohe Frequenz $\Omega = 7500$ sec^{-1} lediglich von der Gleichrichtung abhängt.

Messungen bei verschiedenen Gittervorspannungen.

Die Kurven $\xi = \xi(\gamma)$ wurden sodann für verschiedene Werte E_{gz} aufgenommen, die mit Hilfe von Gittervorspannungen eingestellt wurden. Um dieselbe Beeinflussung der gemessenen Werte durch die Steilheit der Anodenkennlinie zu erhalten, wurden die Anodenspannungen so gewählt, daß man stets wieder denselben Anodenruhestrom hatte, also in stets demselben Punkt der Anodenkennlinie lag.

Die Werte von E_{gz} waren:

Fig. 21.	a	b	c	d	e
Egz	+ 1,17	+ 0,55	— 0,10	— 0,74	— 1,5^V

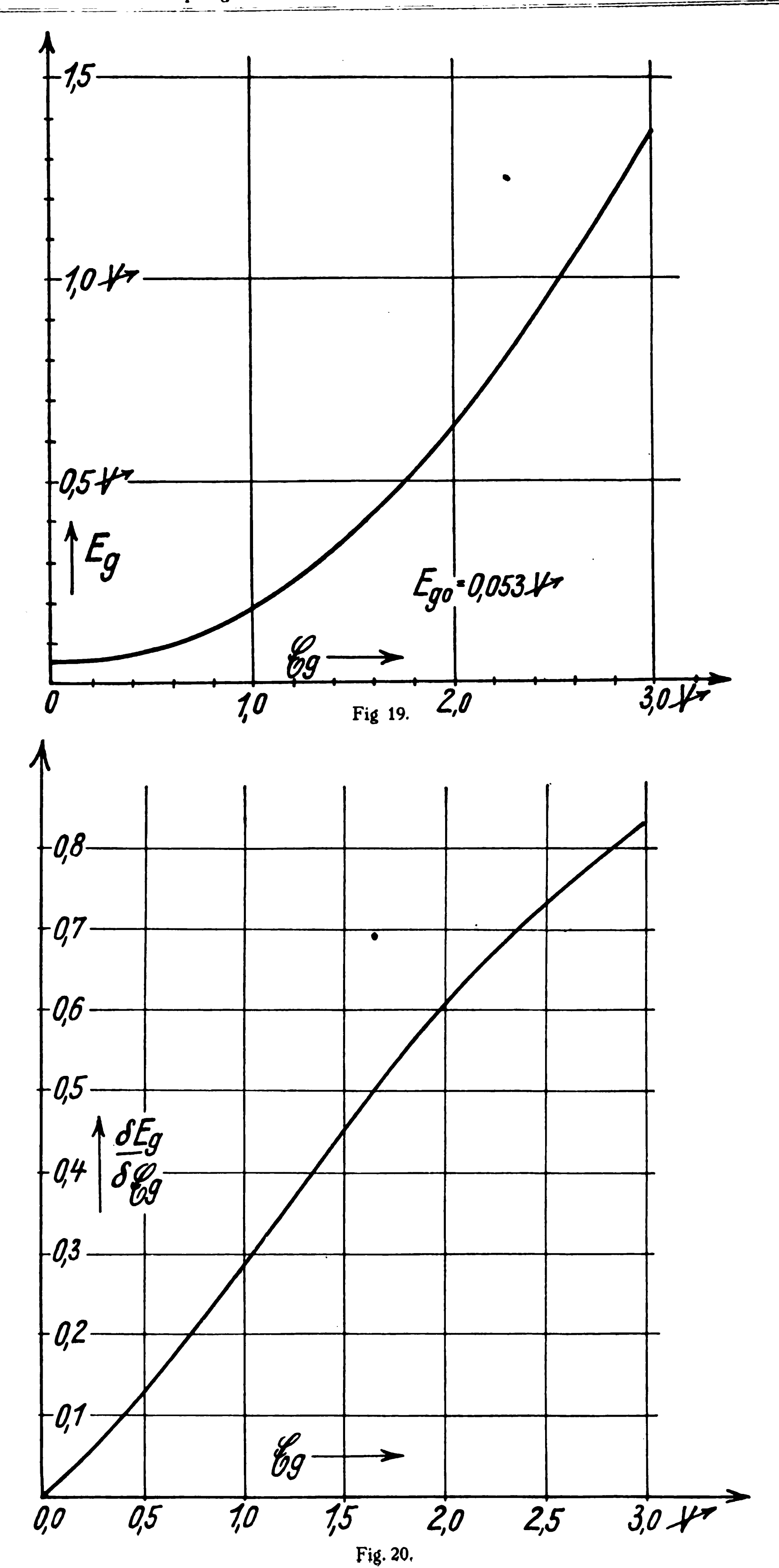
Es betrug $\delta\,\mathfrak{E}g = 0{,}87^V$ und das Dekrement $d = 0{,}096$. Fig. 22 zeigt die entsprechenden Anodenstromabsinkkurven.

Die mit Hilfe der Parabelannäherung nach Gleichung 12 berechneten Werte sind in Fig. 23 dargestellt. Sie sind ebenfalls in diesem Satz von Meßreihen durch Wahl von $\delta\,\mathfrak{E}g$ und E_{gz} sowie der Konstanten den experimentellen Voraussetzungen angepaßt worden. Während die unteren drei Kurven ein den gemessenen sehr ähnliches Bild geben, weichen die oberen beiden ab. Das ist durch die Wahl von $\frac{\mathfrak{i}}{\pi} = \frac{1}{20}$ zu erklären. Diese Annahme trifft ja bei kleinen Schwingungen nicht mehr zu, und zwar noch viel mehr, wenn man mit positiven Gittervorspannungen arbeitet. In Fig. 24 ist dieselbe Rechnung mit $\frac{\mathfrak{i}}{\pi} = \frac{1}{2}$ wiederholt, und man erkennt, daß hier die beiden oberen den gemessenen ähnlicher sind. Für $\frac{\mathfrak{i}}{\pi} = \frac{1}{2}$ kann die Rechnung nur als sehr grobe Annäherung gelten, da ja bei der Berechnung des mittleren Gitterstromes der Sinus von $\mathfrak{i}$ durch den Bogen ersetzt worden ist.

Die Messungen bestätigen im übrigen die Annahme, daß Aufschaukelzeiten bei so hohen Modulationsfrequenzen nicht mehr in Frage kommen.

Der Mitnahmebereich.

Entsprechend der Aufgabe, nur ein allgemeines Bild von den Verhältnissen im Schwing-Audion zu geben, sei hier noch auf zwei Punkte hingewiesen, deren Untersuchung nur soweit getrieben wurde, als es für die bisherigen Messungen notwendig war.



1,5
1,0 V
0,5 V
E g
E go = 0,053 V
𝔈g
0
1,0
2,0
3,0 V
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
δE g / δ𝔈g
𝔈g
0,0
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0 V

Fig 19.

Fig. 20.

Bevor mit den Messungen am Schwing-Audion begonnen wurde, mußte die Abstimmung des Schwing-Audions im Mitnahmebereich geprüft werden. Es wurden deshalb im Mitnahmebereich Messungen mit dem Saitengalvanometer (Ausschlag = ξ) bei Verändern der 10^7. Teil der Gesamtkapazität C; sie ist also außerordentlich klein. Außerdem weicht der Mitnahmebereich des Tones durch das Wiederansteigen auf der rechten Seite ab. Beide Effekte lassen sich erklären, wenn man annimmt, daß im Sender zugleich mit den Amplitudenschwankungen

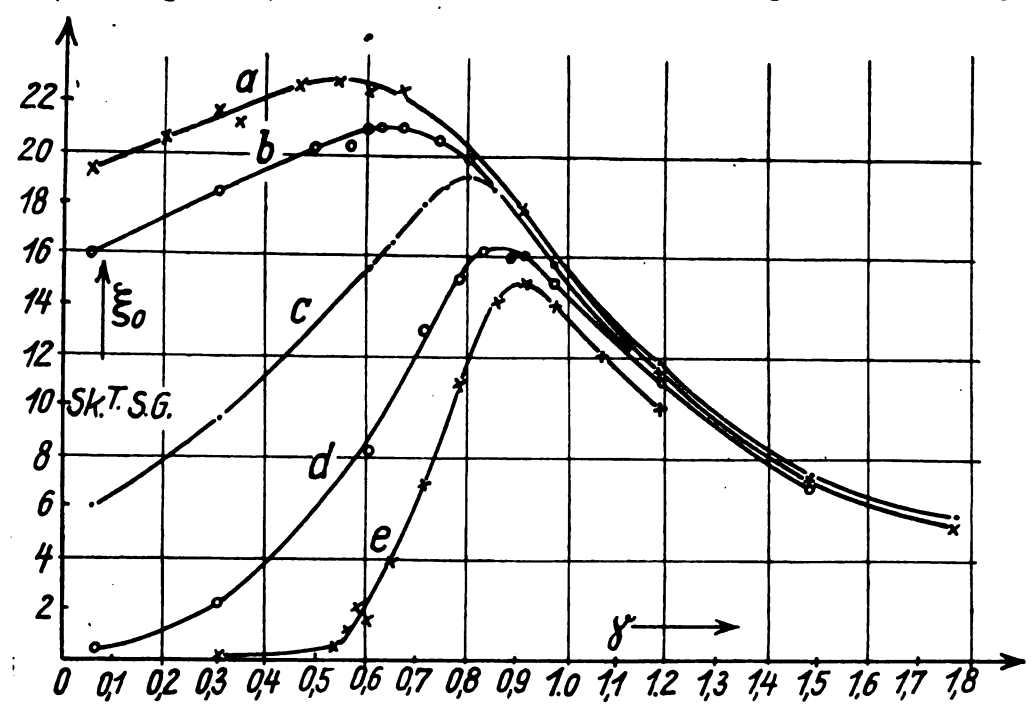


Fig. 21.

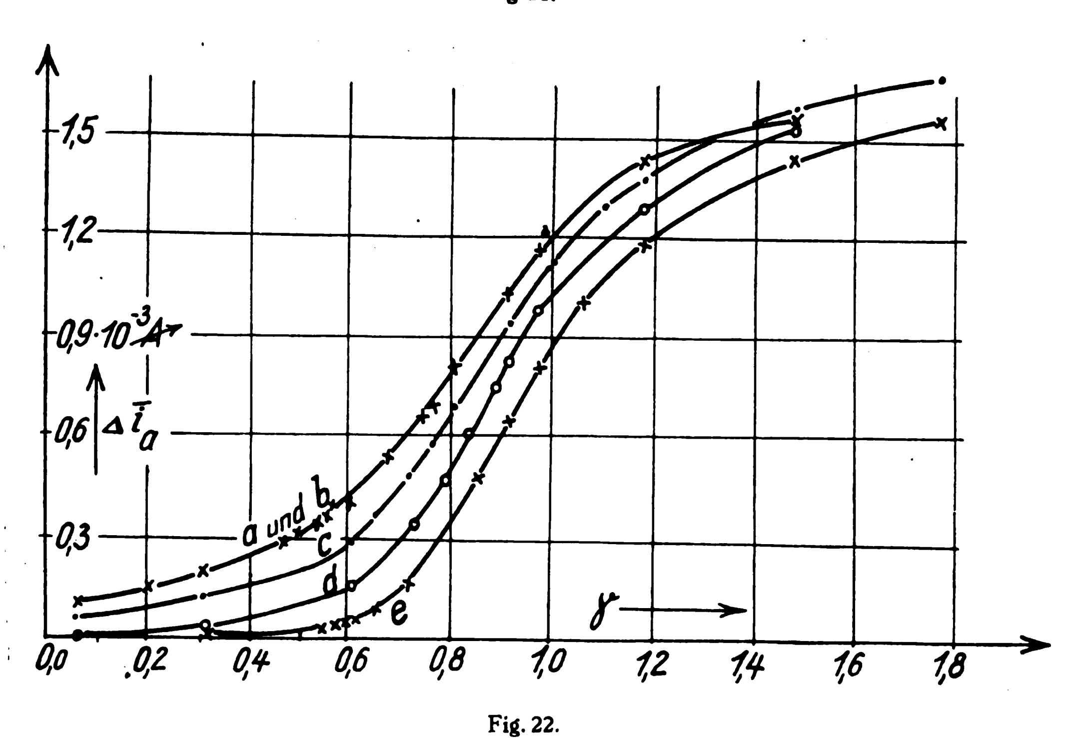


Fig. 22.

der Kapazität C des Schwingungskreises vorgenommen und gleichzeitig die Δi_a Werte am Anodenstrominstrument abgelesen. Fig. 25 und 26 zeigen die Ergebnisse. Während das Maximum der $\xi = \xi(C)$ Kurve bei 111,5° des Kondensators C' liegt, befindet sich bei der Δi_a -Kurve der größte Wert bei 112,5°. Die Verschiebung hat einen Betrag von etwa 1°, d. i. — da 180° etwa 1000 cm entsprachen und parallel zu C' noch etwa 9000 cm lagen —, äußerst geringe Frequenzschwankungen auftraten. Es wurde bei den Messungen der Einfluß der Verstimmung zwischen den Δi_a und den ξ Kurven durch Einstellen auf das Maximum von ξ eliminiert.

Die Gitterschaltung.

Außer der Messung im Mitnahmebereich kam noch eine kurze Betrachtung der Schaltung Fig. 2 in Frage. Die Schwingkennlinien sind für die Dekremente d = 0,038, 0,096

und 0,147 in Fig. 27 dargestellt, die steiler als die entsprechenden Kurven der anderen Schaltung verlaufen, da hier ja der Widerstand im Anodenzweig praktisch null ist, die Steilheit der Arbeitskurve also diejenige der Anodenkennlinie erreicht. Die entsprechenden $\xi = \xi(\gamma)$ bzw. $\Delta \bar{i}_a = \Delta \bar{i}_a(\gamma)$ -Kurven sind für die drei Dekremente in den Fig. 28, 29 und 30 wiedergegeben. Sie wurden, um die Ver-

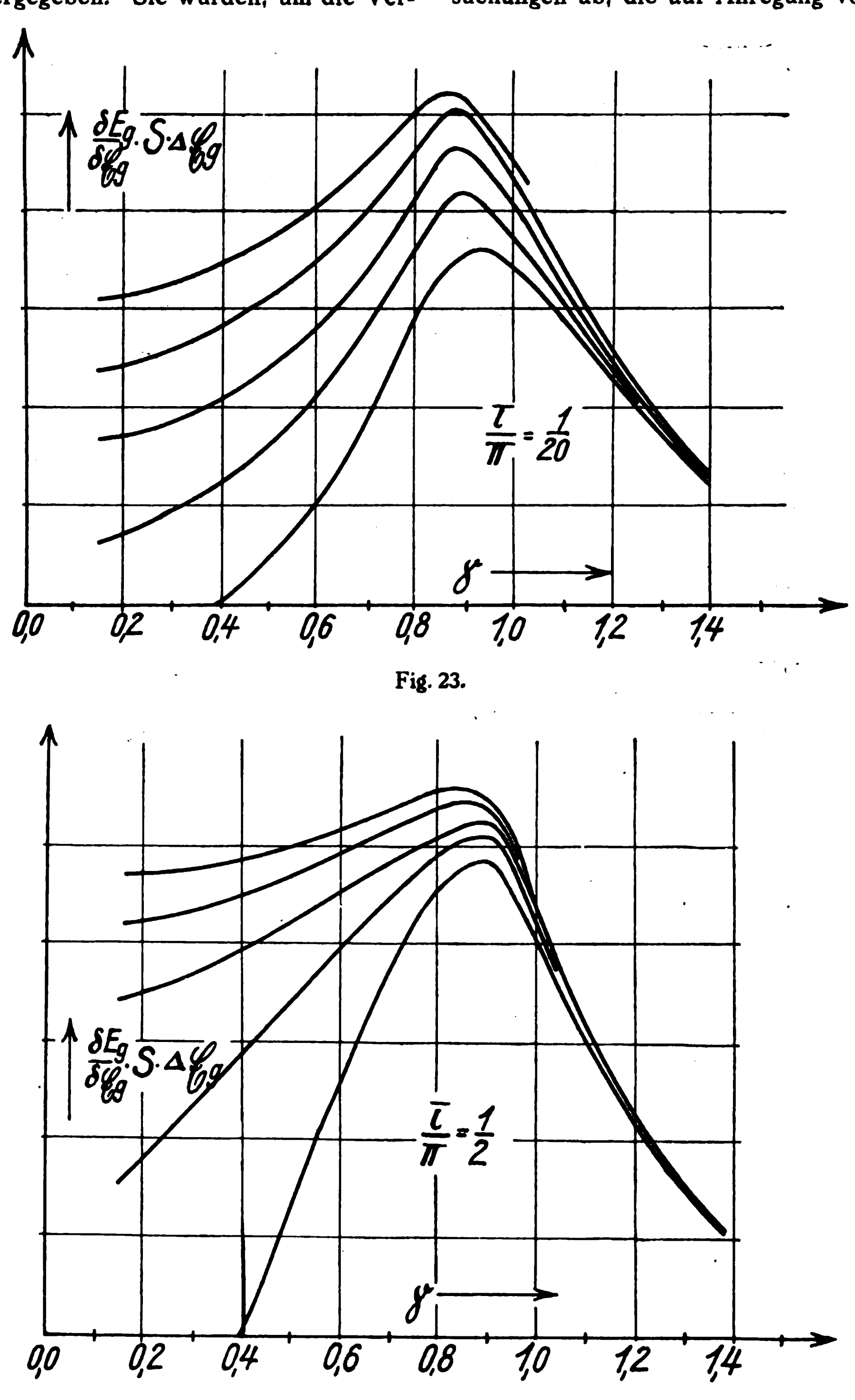


Fig. 23.

Fig. 24.

hältnisse der Praxis anzunähern, bei derselben Kopplung L_{12} zum Sender aufgenommen. Infolgedessen war mit größerer Dämpfung die am Gitter auftretende Spannung kleiner und die Maxima der Kurven liegen mit wachsender Dämpfung nach größeren γ-Werten verschoben. Bei dem kleinsten Dekrement war die Spannung am Gitter bereits so hoch, daß man sich schon bei den kleinsten γ-Werten in dem Gebiet der Anodenkennlinie befand, in dem die Steilheit sinkt. Das wird durch den großen Wert der Änderung $\Delta \bar{i}_a$ des mittleren Anodenstromes bestätigt.

Zusammenfassung.

Die vorstehende Arbeit schließt eine Reihe von Untersuchungen ab, die auf Anregung von Prof. Dr. H. G. Möller vorgenommen wurden, um die Sprachverzerrungen bei Telephonie-Empfang festzustellen.

Im ersten Teil (Heft Nr. 2 dieser Zeitschrift, S. 43, 1925) wird die Senderapparatur beschrieben, die mit Anodensteuerung in einer für beliebig lange Wellen günstigen Schaltung arbeitet. Die benutzte Wellenlänge betrug 6000 m. Für die quantitative Bestimmung der Aussteuerung wird

eine Meßvorrichtung mit Braun'scher Röhre und rotierendem Spiegel angeführt.

Es wurde der Empfang mit dem Schwingungskreis, mit dem Audion und dem Schwing-Audion untersucht.

Die mit dem Empfangskreis aufgenommene modulierte Welle wird nach Gleichrichtung am unteren Knick der

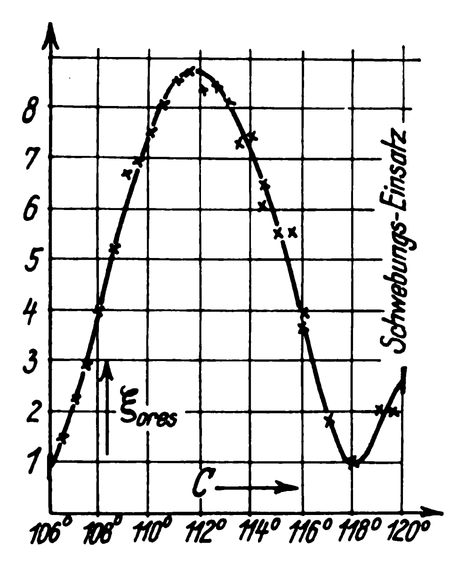


Fig. 25.

Anodenkennlinie einer Röhre untersucht. Es werden die Schwankungen des mittleren Anodenstromes mit einem auf Resonanz abgestimmten Saitengalvanometer gemessen. Experimentell wird durch die Messungen bestätigt, daß für den Empfang einer Telephoniewelle die Wirkung der Einzelfrequenzen — d. h. der Trägerfrequenz und der beiden Ver-

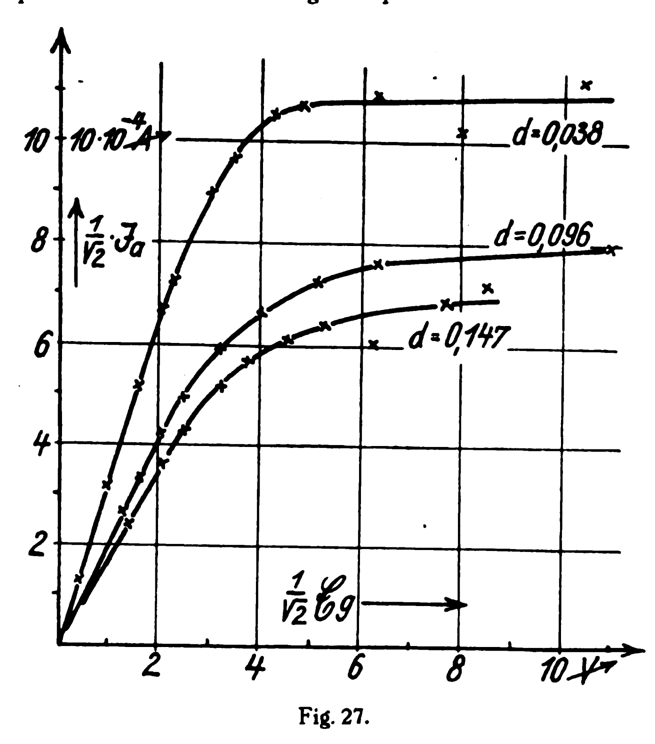


Fig. 27.

stimmungsfrequenzen — für sich betrachtet werden kann. Für die Lautstärke des Modulationstones im Empfänger ist diejenige Verstimmungsfrequenz maßgebend, die vom Resonanzpunkt des Kreises weiter entfernt liegt.

Zu der zweiten Arbeit (Heft Nr. 3 dieser Zeitschrift, 1925) wird auf die Sprachverzerrungen im Audion eingegangen. Diese werden dadurch hervorgerufen, daß infolge der Entladungsdauer $Rg \cdot C_{ü}$ der Gitterkapazität $C_{ü}$ über den Ableitungswiderstand Rg die mittlere Gitterspannung den Schwankungen der modulierten Welle desto weniger folgt, je höher die Modulationsfrequenz Ω und je größer die Abklingzeit $Rg \cdot C_{ü}$ der Gitterkapazität ist. Zur

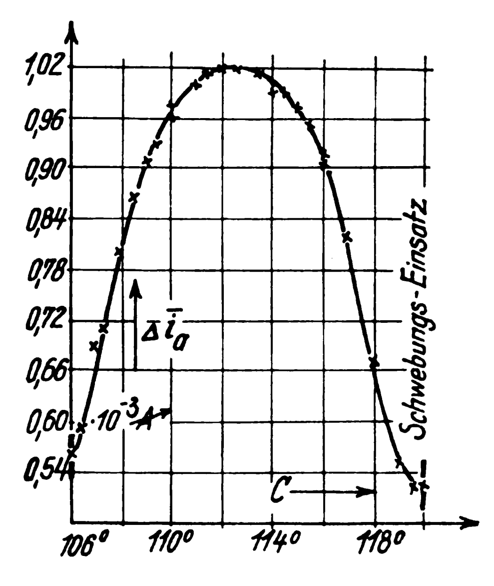


Fig. 26.

quantitativen Nachprüfung der Messungen, die für verschiedene Werte von $C_{ü}$ und Rg sowie für verschiedene Aussteuerungen und Tonfrequenzen des Senders vorgenommen wurden, mußte die Gleichrichtung an der Gitterkennlinie berechnet werden. Durch Annähern derselben durch eine Exponentialfunktion ergibt sich als Beziehung zwischen Gleichrichtereffekt und Gitterstrom des Schwingungsmittelpunktes eine Reihe $\mathfrak{f}\,(\mathfrak{E}g)$, die für kleine und mittlere induzierte Spannungsamplituden $\mathfrak{E}g$ die Bestimmung des Schwingungsmittelpunktes als Funktion von $\mathfrak{E}g$ auf einfachem graphischem Wege gestattet. Die auf diesem Wege berechneten Lautstärken stimmen mit den Messungen vollkommen überein.

Für das im vorliegenden letzten Teil behandelte Schwing-Audion läßt sich rechnerisch nachweisen, daß diese Schaltung aufgefaßt werden kann als Schwingungskreis, dessen wirksame Dämpfung durch die Rückkopplung bestimmt ist. Außerdem findet infolge der Gitterblockierung eine Gleichrichtung statt, die nach den vorher angegebenen Überlegungen berechnet werden kann. Diese ergeben, daß die Verzerrungen durch die Gitterkapazität mit stärkerem Empfang und wachsender Rückkopplung kleiner werden. Die wirksame Dämpfung δ_w läßt sich darstellen durch den Ausdruck $\delta_w = \delta\,(1 - \gamma)$,

wobei δ die Ohm'sche Dämpfung bedeutet, γ der Rückkopplung proportional ist. Die Entdämpfung durch die letztere spielt für die bei den Messungen benutzte Modulationsfrequenz Ω 7500 sec^{-1} wegen der großen Verstimmung der Telephoniefrequenzen gegen die Eigenfrequenz des Audions keine Rolle, so daß bei dieser Frequenz lediglich die Resonanzfrequenz — d. i. die Trägerfrequenz — und nicht der Schwankungsbetrag der Welle vergrößert wird. Der Einfluß der Rückkopplung auf die Tonstärke liegt für hohe Töne nur darin, daß die Schwankungen der mittleren Gitterspannung in einen für die Gleichrichtung günstigen Bereich gelegt werden können.

Messungen mit verschiedenen Ohm'schen Dämpfungen bestätigen die Unabhängigkeit der Lautstärke von derselben.

Eine Änderung der Rückkopplung zeigt die erwähnte Verbesserung der Gleichrichtung durch Erhöhung der Trägerschwingungsamplitude. Zur Berechnung der Messungen kann nur für kleine und mittlere Gitterspannungsamplituden das oben erwähnte graphische Verfahren angewandt werden, dessen praktische Verwendung hier angeführt wird. Für

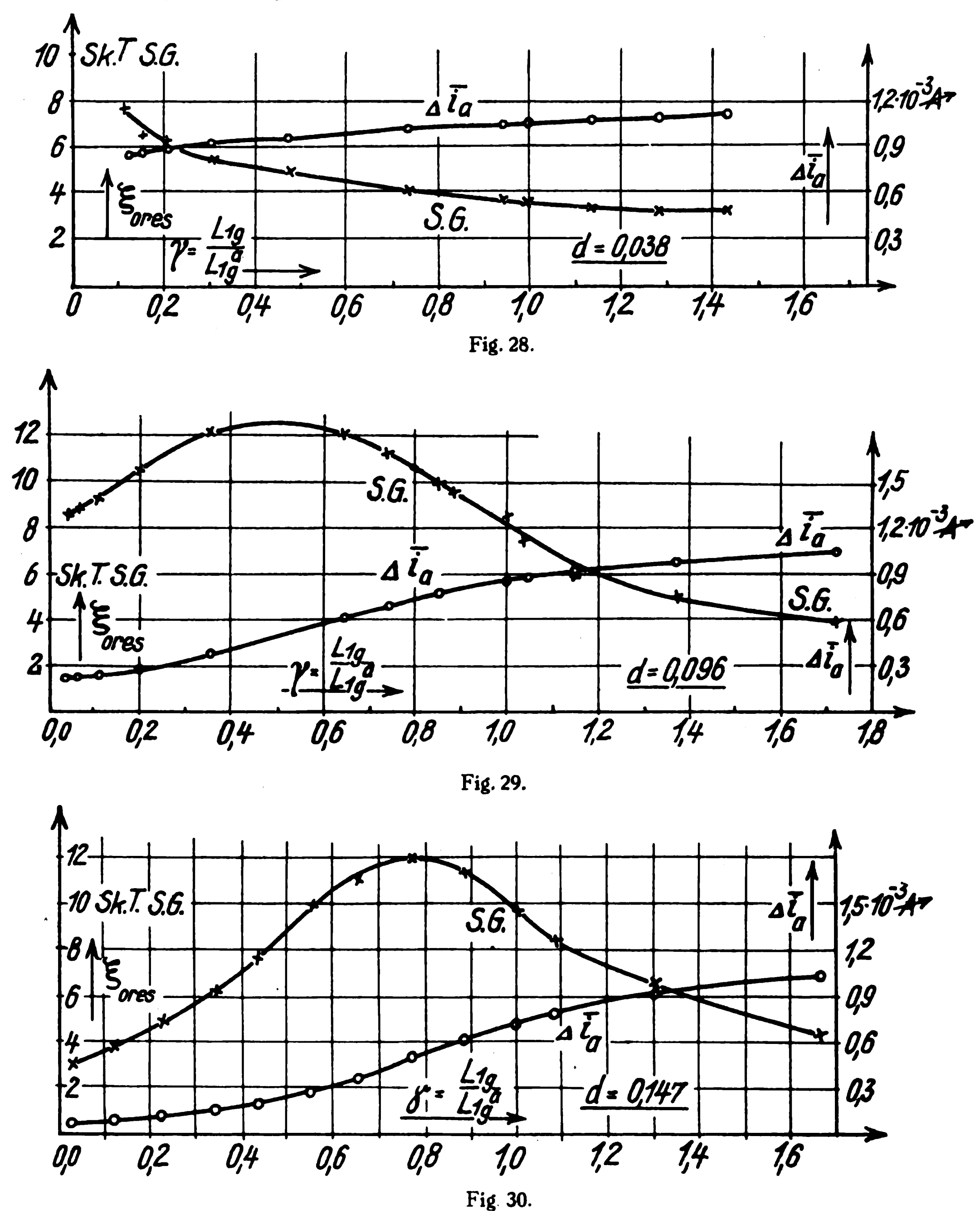


Fig. 28.

Fig. 29.

Fig. 30.

größere Werte konvergiert die Reihe f(𝔈g) zu langsam, als daß man damit rechnen könnte. Es wird daher zur Annäherung der Gitterkennlinie eine Parabel gewählt. Auf diesem Wege werden zwei Sätze von Meßreihen berechnet, die einerseits mit verschiedenen induzierten Spannungsamplituden, andererseits mit verschiedenen Gittervorspannungen angestellt worden waren. Die berechneten Kurven zeigen denselben Verlauf, wie die experimentell aufgenommenen.

Die Abhängigkeit der Lautstärke von der Lage im Mitnahmebereich ergibt im wesentlichen dasselbe Bild, wie die Mitnahmebereichkurven bei nicht modulierter Welle. Messungen mit der Gitterschaltung des Schwing-Audions — Arbeitskreis am Gitter — zeigen keine prinzipiell verschiedenen Ergebnisse.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Veranlassung von meinem hochverehrten Lehrer Herrn Professor Dr. H. G. Möller im Physikalischen Institut der Hamburgischen Universität mit den Hilfsmitteln des Instituts ausgeführt. zu größtem Danke verpflichtet.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr. P. P. Koch und Herrn Professor Dr. H. G. Möller, bin ich für die freundliche Unterstützung, die wissenschaftliche Anregung und Belehrung, sowie für manchen wertvollen Rat zu großem Danke verpflichtet.

Hamburg.
Physikalisches Institut der Hamburgischen Universität.

Referate.

Die Steuerung einer Kraftstation durch drahtlose Telegraphie. (Control of machinery by wireless.) Electrician **93**, 283. 1924.

Die Metropolitan-Vickers El. Co. veranstaltete bei der British Empire Exhibition in Wembley eine Reihe von Vorführungen, bei denen durch drahtlose Impulse von Manchester aus eine vollkommen automatische Unterstation, wie sie bei elektrischen Bahnen und Beleuchtungsbezirken im Gebrauch sind, ein- und ausgeschaltet wurde. Die Gesellschaft knüpft daran die Erwartung, daß es in ähnlicher Weise möglich sein wird, einzelne Maschinen, Unterstationen und große Kraftstationen auf drahtlosem Wege einzuschalten, auszuschalten oder zu regulieren.

Zenneck.

Mullard-Röhren. (Mullard valves. Some important features in the latest design.) Electrician **93**, 233. 1924.

Die Mullard Co. fabriziert zwei Typen von Verstärkerbzw. Detektorröhren. Die eine ist ausschließlich für Niederfrequenzverstärkung bestimmt. Ihr Gitterstrom ist bei normalem Gebrauch sehr niedrig. Sie wird ohne Gittervorspannung verwendet und soll möglichst geringe Verzerrung geben. Die zweite Type dient als Hochfrequenzverstärker und Detektor. Ihr Gitterstrom ist verhältnismäßig stark. Dadurch soll die Gefahr der Selbsterregung des Hochfrequenzverstärkers vermieden, und andererseits die Detektorwirkung bei Verwendung eines Gitterkondensators erhöht werden. Bei beiden Typen ist die Anordnung der Elektroden so, daß ihre gegenseitige Kapazität möglichst klein wird.

Zenneck.

G. W. O. Howe, Übersicht über die drahtlose Telegraphie im Jahre 1924. — Fortschritt der kurzen Wellen. (A review of wireleß in 1924 — short wave progress.) Electrician **94**, 32, 1925.

Die Erscheinung, die im vergangenen Jahre am meisten hervortritt, ist die Aufmerksamkeit, die kurze Wellen etwa von der Größenordnung 100 m und darunter gefunden haben. Ursprünglich als Amateur-Wellenlängen gedacht, haben sie so erstaunliche Resultate erzielt, daß sie für kommerzielle Stationen auf große Entfernungen in Wettbewerb mit den langen Wellen getreten sind.

Durch die Erfolge dieser kurzen Wellen ist die Frage, wie man sich die Ausbreitung auf große Entfernungen zu denken hat, brennend geworden. Professor Howe ist der Ansicht, daß die früher vielfach verbreitete Ansicht, wonach bei der Ausbreitung der Wellen die Reflexion an einer sehr stark leitenden hohen Schicht eine wesentliche Rolle spiele, unhaltbar geworden ist. Die einzig mögliche Ansicht ist die, daß eine starke Krümmung der Strahlen nach der Erde hin dadurch erfolgt, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den höheren Schichten größer ist, als in den niederen. Der Grund dafür kann nur in der Ionisierung in der oberen Atmosphärenschicht gefunden werden. Eine solche Ionisierung hat, wie schon lange bekannt, eine Vergrößerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit zur Folge, aber auch eine Absorption. Nach den Überlegungen von Larmor, über die in diesem Jahrbuch noch berichtet werden wird, sind aber Bedingungen möglich, unter denen die Ionisierung eine genügende Vergrößerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, aber keine erhebliche Absorption hervorruft.

Im Zusammenhang mit der Verwendung kurzer Wellen stehen Versuche mit gerichteten Sendern mit Spiegeln, die nicht nur als eine Art drahtloses Drehfeuer für die Navigation verwendet werden können — ein solches ist auf der Insel Inchkeith von der Marconi-Gesellschaft installiert worden —, sondern auch für feste Stationen einen hohen Wirkungsgrad in der Energieübertragung von Sender auf Empfänger darstellen. Obwohl die Versuche zwischen einem Spiegelsender in Cornwall und der Yacht Marconis ausgezeichnete Erfolge gegeben haben, ist es vorläufig doch noch unsicher, inwieweit derartige kurzwellige Stationen die üblichen langen Wellen der großen Stationen ersetzen können. Aus diesem Gedanken heraus hat die Funkabteilung des englischen Postministeriums zwar die Errichtung von Spiegelstationen in Auftrag gegeben, sich aber trotzdem entschlossen, die langwellige Großstation in Hillmorton bei Rugby weiter auszubauen. Die Hillmorton-Station soll einen wassergekühlten Röhrensender erhalten, während die Poststation in Leafield im letzten Jahre dadurch erheblich verbessert wurde, daß der dortige Lichtbogensender einen Zwischenkreis bekam.

Auf dem Gebiet der drahtlosen Telephonie ist wenig Fortschritt zu verzeichnen. Noch immer ist der Lautsprecher der wunde Punkt; doch wird an seiner Vervollkommnung in vielen Laboratorien gearbeitet.

Zenneck.

National Physical Laboratory. Quartz Plate Resonators. (N. P. L. Report for the year 1923, p. 85.)

Es wird ein interessanter Versuch mitgeteilt, mit Hilfe von Quartzplatten-Resonatoren die Standard-Wellenmesser verschiedener Institute miteinander zu vergleichen. Prof. Cady ließ zu diesem Zwecke die Frequenz verschiedener solcher Resonatoren bestimmen und diese bei seinen Reisen in Amerika und Europa durch die da vorhandenen Standard-Wellenmesser nachprüfen. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle wiedergegeben, wobei am Anfang jeder Spalte die Bezeichnung des Resonators steht.

Institut	Wellenlänge in m						
	F 24	*F* 23	*G* II	*G* 4	*G* 3	*G* 2	*G* 1
Wesleyan Univ. (Cady)	21250	10580	—	3310	1260	386	191
Bureau of Standards	20800	10390	3440	—	1271	—	—
G. W. Pierce	—	—	—	3269	1267	391,4	195,5
Prof. Vanni	—	—	—	3192	1250	388	192
Prof. Vallauri	20619	10278	3405	3243	1240	385	—
General Ferrié (Paris)	20740	10340	3432	3264	1273	396	197,2
N.P.L., Teddington	20803	10359	3437,4	3279,4	1271,7	393,8	196,84

Daraus ergibt sich, daß nur die Werte der Wellenlängen der beiden Reichsinstitute: Bureau of Standards und National Physical Laboratory befriedigend übereinstimmen, während die Resultate der anderen zum Teil so abweichen, daß die Fehlergrenzen weit überschritten werden. Über die möglichen Ursachen dieser Abweichungen wird nichts ausgesagt. Ein bestimmtes Urteil über die Anwendbarkeit

dieser Methode und die Güte der Wellenmesser hätte man fällen können, wenn außerdem die Phys. Techn. Reichsanstalt mit ihrem Normalwellenmesser zu den Vergleichsmessungen hinzugezogen worden wäre, da dann ein Vergleich zwischen den drei Reichsinstituten möglich gewesen wäre. A. Scheibe.

D. Dye. Radio Frequency Standards (Radio Research Board). (National Physical Laboratory, Report for the year 1923, p. 84.)

Der Verfasser beschreibt einen Apparat, der zugleich als Standard-Wellenmesser bzw. -Sender benutzt werden kann. Er besteht hauptsächlich aus drei Teilen:

a) dem Sender, der mehrere Teilsender für Nieder- und Hochfrequenz enthält, die durch eine von einer Röhre betriebenen Stimmgabel von 1000 Perioden kontrolliert werden;
b) dem Wellenmesser, der aus einem Drehkondensator (Luft) und mehreren auswechselbaren Selbstinduktionsspulen besteht, die einen Meßbereich von 10 bis 1000 Kiloperioden oder 30 bis 0,3 km überdecken;
c) einem Verstärker.

Die Festlegung der Wellenskala erfolgt derart, daß die Hochfrequenzsender unter Benutzung einer Zwischenstufe von 19, 20 oder 21 Kiloperioden auf Harmonische der Niederfrequenz von 1000 Perioden abgestimmt werden. Die Möglichkeit, mit Hilfe der Stimmgabel die Frequenz ständig kontrollieren zu können, hat den Vorteil, daß auf Zeitunabhängigkeit des Wellenmessers nicht geachtet zu werden braucht. Man hat es bei jeder Eichung, z. B. der Kontrolle der Wellenlänge eines fremden Senders, in der Hand, schnell die nächstliegenden Punkte der Eichkurve zu kontrollieren.

Der Apparat wird benutzt zum Eichen von Wellenmessern, zur Bestimmung der Wellenlänge entfernter Stationen mittelst Schwebungsempfanges und als Quelle genau bekannter Frequenzen.

Als Meßgenauigkeit der Frequenz wird 0,1 ‰ angegeben. A. Scheibe.

Die Erdungsfrage bei Großstationsantennen und die Verminderung der Erdeverluste.[1]

Von **A. Hamm** (Autorreferat.)

Nach einer erläuternden Bestimmung der für die Wirksamkeit einer Antenne in Betracht kommenden Größen, die hier übergangen werden kann, wird zur Darstellung der Verfahren zur Verminderung der Erdverluste übergegangen.

Erdplatten.

Bis vor einigen Jahren waren in den großen Stationen Erdungen üblich, die lediglich aus in der Erde vergrabenen Platten von einigen hundert Quadratmetern Größe bestanden. Sie ergaben sehr beträchtliche Verluste, denn einerseits trafen die von der Antenne ausgehenden Feldlinien nicht sofort die zugeordnete Erdplatte, d. h. die zweite Belegung des fiktiven Kondensators Antenne-Erde, sondern eine mehr oder weniger leitende Schicht, andererseits erreichten die Ströme den Erdungspunkt der Antenne erst nachdem sie ein längeres Stück im Erdboden durchlaufen hatten.

Metallisation der Erde.

In dieser Hinsicht bedeutete die sogenannte Metallisation der Erde einen erheblichen Fortschritt. Ein Netz von Kupferdrähten lag in der Erde unter der Antenne, um die Feldlinien aufzunehmen. Anfänglich, als man sie zu wenig zahlreich machte, hatten sie nur geringe Wirkung. Nimmt man sie aber genügend zahlreich, so werden die von der Antenne ausgehenden Feldlinien aufgefangen, ohne daß sie erst ein schlechtes Dielektrikum zu durchlaufen brauchen. Dadurch werden die Verluste stark vermindert, andererseits steigen aber die Anlagekosten erheblich. Daher ergibt sich die Aufgabe, das Optimum zu suchen. Übrigens werden bei dieser Anordnung die Wirbelstromverluste nicht unterdrückt.

Erdungsnetz.

Dieses Netz, mit seinem gewöhnlichen Ausdruck Gegengewicht benannt, war seit langem empfohlen worden, ohne aber mehr als mäßige Resultate zu zeitigen. Nur bei sehr wenig leitfähigem Boden waren bemerkenswerte Ergebnisse erzielt worden. Die planmäßigen Untersuchungen der Ingenieure der Marconigesellschaft haben indessen die Quellen der Versager aufgedeckt und zu durchaus zweckentsprechenden Anordnungen geführt. Das Gegengewicht wirkt als Schirm, der die von der Antenne ausgehenden Feldlinien auffängt, wenn es die Projektion der Antennenfläche um eine Länge gleich der mittleren Antennenhöhe nach allen Seiten überragt und der Abstand zweier Drähte höchstens

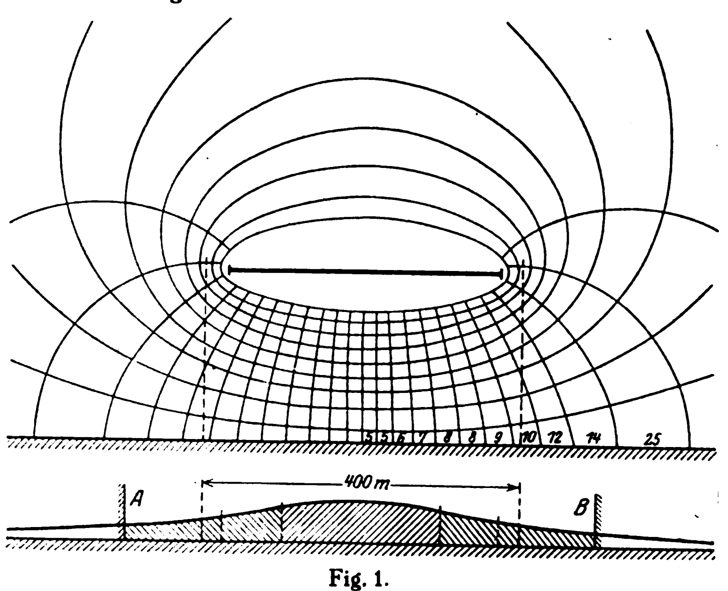


Fig. 1.

gleich dem dreifachen ihrer Höhe über Boden ist. Dabei ergeben sich freilich zum Teil gewaltige Konstruktionen, wie dies Fig. 1 zeigt, die das Gegengewicht der Antenne für die kontinentale Station von St. Assise zeigt. Diese Lösung der Erdungsfrage ist sehr teuer und infolge der großen Zahl der verwendeten Drähte auch empfindlich, ohne daß sie eine dementsprechende Verringerung der Verluste brächte. Denn die Wirbelstromverluste im Boden werden keineswegs zu null gemacht, sondern nur in ihrem Betrage herabgesetzt. Deshalb geht man heute bei Großstationen lieber zum Ver-

[1]) Meine Arbeit über „Die Erdungsfrage bei Großstationsantennen und die Verminderung der Erdeverluste" war in der E.T.Z. 1924, S. 1309, abgedruckt.

fahren der mehrfachen Erdung über, wie es ebenfalls in St. Assise für die Antenne der überseeischen Station angenommen worden ist. Dieses Verfahren wird im folgenden beschrieben.

Verteilung der Feldlinien unter der Antenne und Anbringung der Erdung.

Die Erdungen müssen natürlich am zweckmäßigsten da angebracht werden, wo die von der Antenne ausgehenden Feldlinien den Boden treffen. Eine völlig gleichmäßige Verteilung ist undenkbar, daher sucht man die Orte größter Dichtigkeit der Feldlinien auf. Als Beispiel sei die große Antenne von St. Assise untersucht, deren eine Hälfte Fig. 2

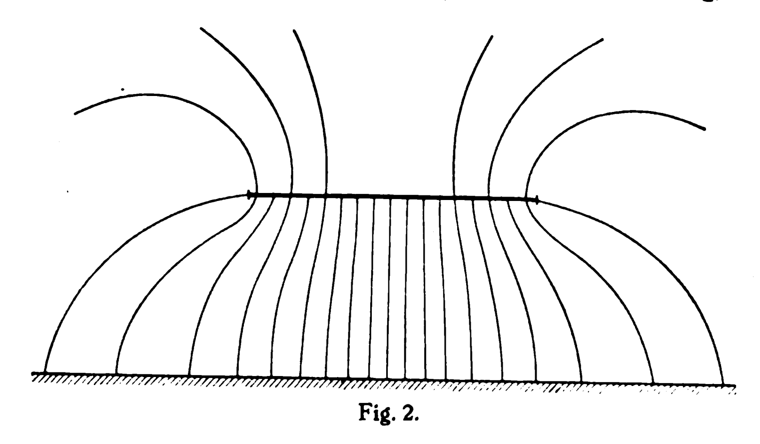


Fig. 2.

im Grundriß darstellt. Den Boden durchziehen Kupferdrähte, die senkrecht zur Längsachse der Fläche verlaufen, sie sind unter sich durch Sammelleitungen aus Kupferband vereinigt. Angenommen die Antenne werde durch nichtleitende und vollkommen isolierte Maste getragen. Ihre Kapazität setzt sich dann aus zwei Teilen zusammen, nämlich der Kapazität gegen die senkrecht unter ihr liegende Bodenfläche und der Kapazität gegen die Fläche, auf die die den Rand der Antenne verlassenden Feldlinien übergreifen. Dieser zweite Teil kann Streukapazität genannt werden.

Der Betrag der reinen Bodenkapazität ist für die Antenne von St. Assise etwa 0,4 μF. Zur Berechnung dient die Formel von Austin:

$$C = C_1 + C_2 = \left(0{,}88\,\frac{S}{h} + 4\sqrt{S}\right) \cdot 10^{-7}\,\mu F$$

worin S die Antennenoberfläche in Quadratzentimetern und h die mittlere Antennenhöhe in Zentimetern ist.

Die Streukapazität der Antenne gegen die seitlich unter ihr liegende Bodenfläche hat annähernd denselben Wert von 0,4 μF.

Man kann also sagen, daß die Hälfte der von der Antenne ausgehenden Feldlinien die Bodenfläche außerhalb der Vertikalprojektion der Antenne trifft. Die Schwerlinie des Feldes liegt demnach am Rande der Antenne. Wenn man sich auf Grund der Maxwellschen Gleichungen die Feldverteilung errechnet, so ergibt sich ein Bild wie Fig. 3. Darin zeigt die untere Kurve die Feldstärke für jeden Punkt. Die Bodenfläche wird in Quadrate von je 200 qm eingeteilt, von denen jedes eine Erdung erhält. Hierbei führen die mittleren Erdungen mehr Strom als die äußeren, doch ist der Unterschied nur gering.

In Wirklichkeit sind nun Maste und Pardunen geerdet und bilden für den unter ihnen liegenden Teil des Bodens ein Schutznetz. Die Antennenkapazität beträgt dann übereinstimmend aus Rechnung und Versuch etwa 0,1 μF. Man kann auf Grund anderweitiger Erfahrungen annehmen, daß die auf die Masten bezogene Kapazität etwa 0,033 μF beträgt, so daß 33 % des aufzusammelnden Stromes von den Masten aufzunehmen wären, d. h. im Mittel von jedem Mast 2 %.

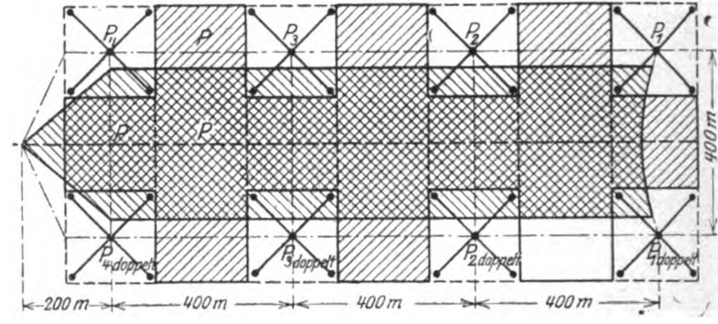


Fig. 3.

In den Fig. 4 und 5 ist die Feldverteilung an 2 Stellen dargestellt, nämlich zuerst an einer von den Masten entfernten Stelle und dann auf der Verbindungslinie zweier Maste. Da diese nebst ihren Verspannungen Stromsammel-

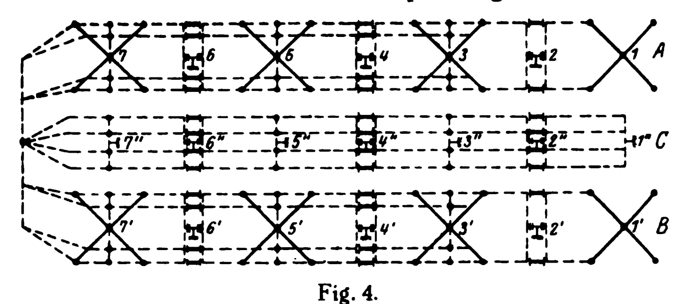


Fig. 4.

Fig. 5.

punkte sind, muß man sie als Ausgangspunkt der Erdleitungen wählen. Je halbe Antenne wurden 21 Erdungen vorgenommen, davon 8 an den Mastfüßen und 13 unabhängig davon.

Ausführung der Erdleitungen.

Die Verbindungspunkte mit dem Boden werden so bestimmt, daß jeder Mittelpunkt einer Fläche wird, deren jede den gleichen Fluß aufnehmen soll. Vereinigt man sie dann durch Leitungen gleichen Scheinwiderstandes, so werden diese alle denselben Strom führen. Die weitere Folge ist, daß die Erdungspunkte gleiches Potential besitzen, so daß die Erdströme keine Neigung haben werden, große Umwege zu machen. Man erzielt die gleiche Impedanz durch Einbau von Spulen und Kondensatoren, es ist aber notwendig, die Leitungsverluste gering zu halten und auf Leitungen und Regelorgane in gleicher Weise aufzuteilen. Man verlegt deshalb die Leitungen einige Meter über dem Boden und setzt sie, wenn sie lang sind, aus mehreren parallelen und

von einander entfernten Drähten zusammen. Das verringert sowohl die Wirbelstromverluste im Boden wie auch die diëlektrischen Verluste in den Leitungsisolatoren, da die

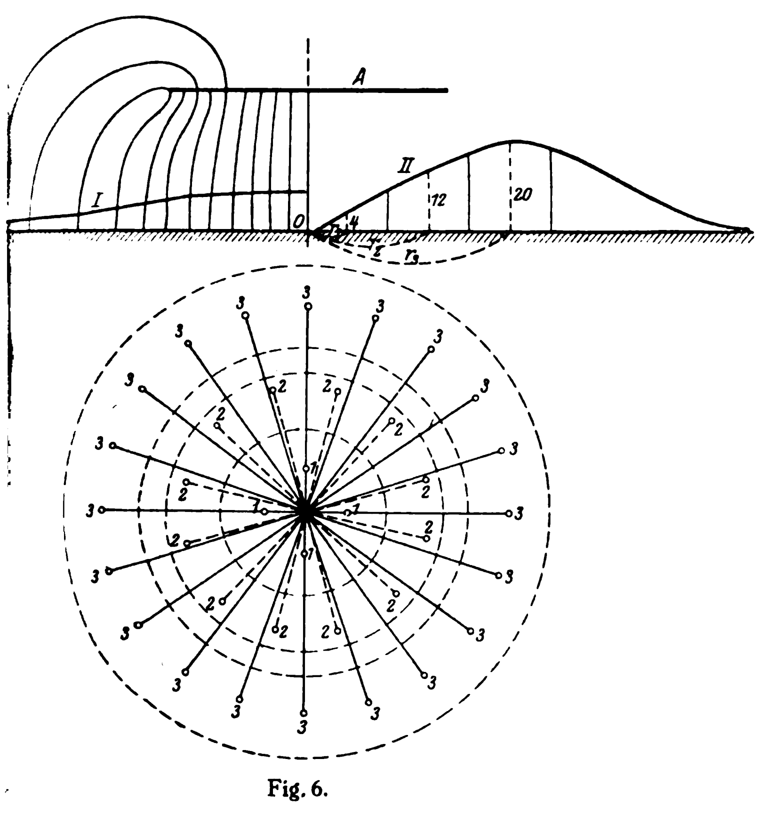


Fig. 6.

Spannungen geringer werden. Auch deshalb erweist sich eine solche Aufteilung als zweckmäßig, weil sich die Kopplungsorgane an den Stationseinführungen schwierig unterbringen lassen würden, wenn die Spannung zu hoch wäre.

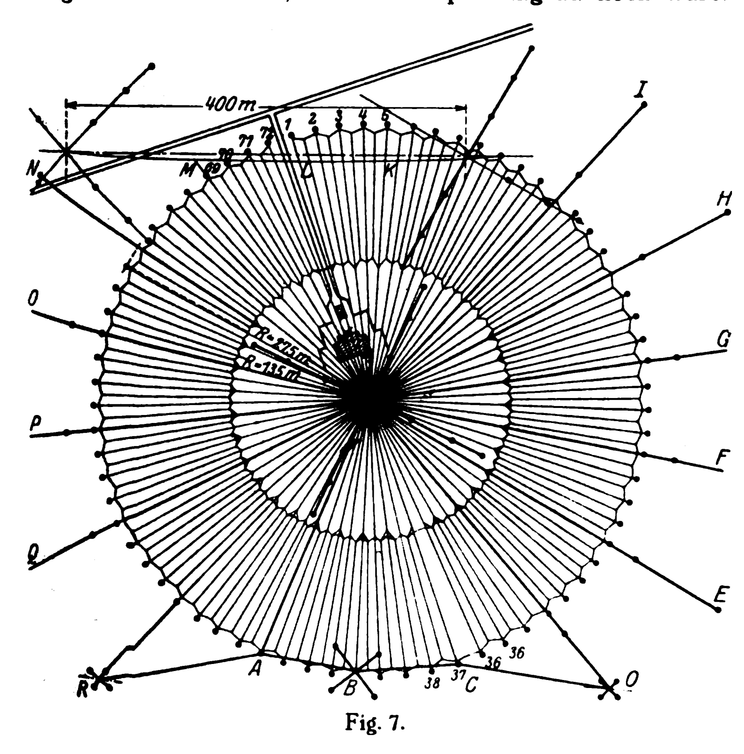


Fig. 7.

Die Erdleitungen bilden ihrerseits wieder einen Schirm, der eine gewisse Anzahl von Feldlinien abfängt. Im folgenden wird indessen diese Wirkung nicht berücksichtigt.

Für jede Erdung eine besondere Leitung zu verwenden, ist besonders zweckmäßig bei solchen Antennen, die symmetrisch um einen Mittelpunkt liegen. In Fig. 6 ist eine solche Antenne dargestellt. Kurve I bedeutet die Feldstärke am Boden, Kurve II den in der Entfernung r vom Mittelpunkt aufzunehmenden Strom. Die Ordinaten sind proportional dem Produkte Feldstärke mal Entfernung, die Zahl der Erdungen in jedem Kreise ist proportional der Ordinatenhöhe. Die Regelungsorgane liegen im Mittelpunkte der Antenne, d. h. in der Station. Statt der Einzelleitungen kann man auch Erdstromsammelleitungen bauen, was sich besonders bei langen T-Antennen empfiehlt.

Es soll eine Sammelleitung berechnet werden, die den Strom von n-Erdungen aufzunehmen hat. Sie seien von 1—n numeriert. Der Strom jeder einzelnen Erde sei i. Es wird vorausgesetzt, daß jedes Leitungsstück zwischen zwei Erdungen den gleichen induktiven und Ohmschen Widerstand $L\omega$ und w haben. Die Konstanten der Impedanzen zwischen der Sammelleitung und den einzelnen Erden seien $L_2\ L_3\ .\ .\ .\ L_3$ und $w_1\ w_2\ w_3\ .\ .\ .\ w_n$. Es wird weiterhin auf die Fig. 7 Bezug genommen.

Der Spannungsabfall in der Leitung A_1 soll ebenso groß sein wie der in der Leitung A_2, daher ist zu schreiben

$$L\omega i + w i = L_2 \omega i + w_2 i$$

$$L\omega = L\omega$$

$$w_2 = w$$

Für den Punkt B finden wir

$$L\omega i + w i + L\omega(2i) + 2wi = L_3 \omega i + w_3 i$$

$$L_3 \omega = 3 L\omega$$

$$w_3 = w$$

In derselben Weise erhält man

$$L_4 \omega = 6 L\omega$$

$$w_4 = 6w$$

$$L_n \omega = \frac{n(n-1) L\omega}{2} \qquad w_n = \frac{n(n-1) w}{2}$$

$L\omega$ ist immer groß gegenüber w, daher ist dieses zu vernachlässigen.

In St. Assise sind beispielsweise unter jeden Halbantenne die Erdungen zu drei Sammelleitungen vereinigt. Fig. 8 zeigt, daß die Leitungen A und B an den Wanten der Hauptmaste befestigt sind, während die dazwischen liegende Leitung C von besonderen Holzmasten getragen wird. Die Leitungen bestehen aus je vier parallelen Drähten,

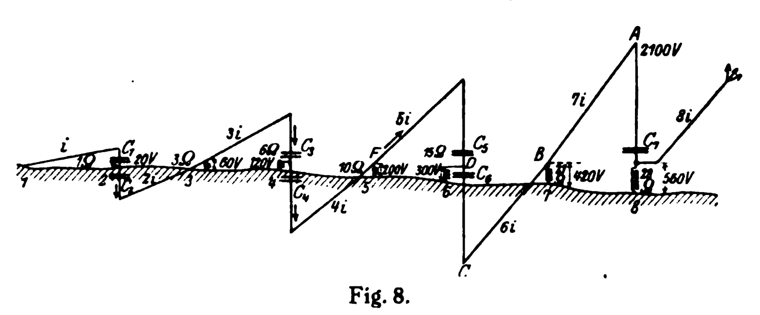


Fig. 8.

das von ihnen bedeckte Feld hat bei den Außenleitungen eine Breite von je 160 m, bei der Innenleitung 120 m. Der Scheinwiderstand jeder Leitung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erden beträgt ungefähr 15 Ω, während der Ohmsche Widerstand unter 1 Ω bleibt. Der Wirbelstromverlustwiderstand eines etwa 5 m über dem Boden verlegten Drahtes beträgt 0,01 Ω je m, für einen der in Fig. 8 dargestellten Abschnitte also 0,75 Ω.

Die graphische Darstellung in Fig. 7 zeigt die Spannungsverteilung längs einer derartigen Leitung unter der Voraussetzung, daß der an jeder Erde aufgenommene Strom 20 Amp. bei 20 000 Perioden (λ = 15 000 m) beträgt. Die Spannung erreicht einen Höchstwert von 8400 V. Betrüge der Strom 25 Amp. bei 15 000 Perioden (λ = 20 000 m), so würde der Höchstwert der Spannung 7900 V. betragen.

Ein ähnliches Modell hat Telefunken für Nauen entwickelt und daran die günstigsten Verhältnisse ausprobiert. Der Erdwiderstand konnte bis auf 0,1 Ω verringert werden. Um die Erdungen zu verbilligen, wurden anstatt der Drähte im Boden Rohre von $^1/_2$ m Länge eingerammt.

Abgestimmte Leitungen.

Man kann die Spannungen auf den Leitungen durch Einschalten von Kondensatoren noch verringern, was günstig auf die diëlektrischen Verluste wirkt und zugleich die Isolation verbilligt. Durch die Abstimmung verringert sich der Scheinwiderstand auf den Wert des Ohm'schen Widerstandes. Die Werte der anzuordnenden Widerstände berechnen sich aus der Formel

$$w_n = \frac{n\,(n-1)\,w}{2}$$

Ohmsche Widerstände ergeben zu hohe Verluste. Man erhält annähernd dasselbe Ergebnis, wenn man induktive Widerstände von gleichem Betrage einbaut. Die Verluste darin sind zu vernachlässigen.

Für das früher besprochene Beispiel mit $L\omega = 15$, $w = 1$ und $\lambda = 20\,000$ wäre $C = 0{,}53\ \mu F$. Die Impedanzen in den einzelnen Leitungen müßten sein

$$z_2 = 1\,\Omega$$
$$z_3 = 3\,\Omega$$
$$\cdots\cdots$$
$$z_8 = 28\,\Omega$$

Beträgt der Erdstrom 20 A, so ergäbe sich eine Höchstspannung von 560 V. (Fig. 9). Die Kondensatorenbatterie C_7 kann gespart werden, indem man die Antenne im Punkte A anzapft und die Verbindung A_8 aus einer Induktivität herstellt, die vom Strom i durchflossen wird.

Teilweise abgestimmte Leitungen.

Das System der genau abgestimmten Leitungen ist sehr empfindlich, eine geringfügige Veränderung einer der Konstanten, z. B. durch Durchschlag eines Kondensators, wirft alles um. Es kann sogar vorkommen, daß ein Punkt, der positives Potential haben soll, negatives erhält, so daß der Strom seine Richtung umkehrt. Um das zu vermeiden, wählt man die Kapazität so, daß die Abstimmung nicht vollkommen ist und noch eine kleine Induktivität bleibt.

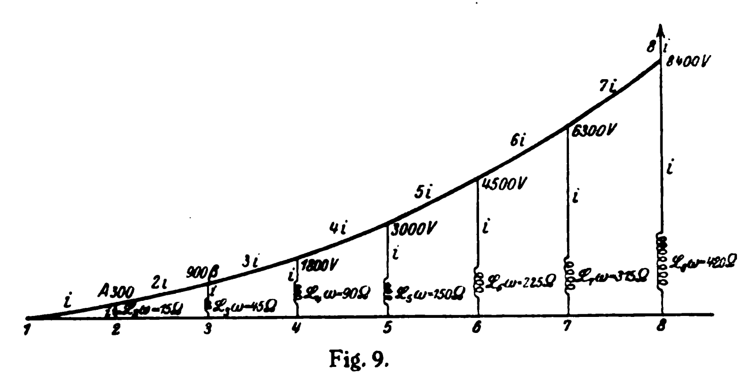


Fig. 9.

Bemerkung. Natürlich gilt die Abstimmung immer nur für eine bestimmte Wellenlänge, wird die Welle gewechselt, so muß von neuem abgestimmt werden.

Ergebnisse.

Der Gesamtwiderstand der Antenne von St. Assise mit ihrem Apparat von mehrfachen Erdungen beträgt 0,54 Ω bei einer Wellenlänge von 14 300 m. Bei unmittelbar geerdeter Antenne und abgeschalteten Erdungen betrug er 19 Ω, war also 3,5 mal so hoch.

Der Gesamtwiderstand von 0,54 Ω setzt sich aus folgenden Einzelwiderständen zusammen

Strahlungswiderstand	0,19 Ω
Widerstand der Abstimmspulen	0,10 „
„ „ Antennendrähte	0,05 „
„ „ Erde und Erdleitungen .	0,20 „
Sa. . . .	0,54 Ω

Daraus ergibt sich ein Antennenwirkungsgrad von

$$\frac{0{,}19}{0{,}54} \cdot 100 = 35\,\%.$$

Das bedeutet gegenüber den bisherigen Werten von Antennenwirkungsgraden schon eine sehr erhebliche Verbesserung, die noch weiter getrieben werden wird, sobald die endgültige Verlegung der Erdleitungen vollendet ist. Ähnlich hat Telefunken am Modell gefunden, daß der Wirkungsgrad in Nauen mit einer derartigen Erdung und bei einer Erhöhung der Antenne auf 190 bis 200 m auf 50 % steigen wird, gegenüber 7,5 % in jetzigem Zustande.

Literaturschau.

Von **O. Schöpflin.**

Hugo Gernsback, Radio Evolution (Radio News Februar 1925).

S. R. Winters, The Radio-Photo Letter (Radio News Februar 1925).

H. N. Sessions, The Life and Work of Reginald A. Fessenden (Radio News Februar 1925).

H. N. Sessions, The Life and Work of Le de Forest ((Radio News Februar 1925).

Paul B. Findley, How Earth's Rotation Sets Radio Frequencies (Radio News Februar 1925).

E. H. Hansen, Fundamental Transmission and Reception (Radio News Februar 1925).

A. Colmant, Essais entre Paris et Alger sur ondes de 180, 90 et 50 mètres (L'onde electrique Januar 1925). Dieser Artikel enthält eine ausführliche Abhandlung über die seinerzeit stattgefundenen Kurzwellenversuche zwischen Frankreich und Amerika.

M. Raymond Dubois, Ingénieur E. P. C. I., Mesure des taux de modulation et comparaison des intensités de reception, au moyen d'un nouvel oscillographe electro-magnétique (L'onde electrique Januar 1925).

R. Bureau, Chef de la Section des transmissions à l'Office National Météorolo-

gique, Onz mois d'observation des atmospheriques (L'onde electrique Januar 1925.)

L. B. Turner, The Effect of Oxidation on the High-Frequency Resistance of Aerial Wires (The Journal of the Institution of Electrical Engineers Nr. 337).

Veaux, Theorie et construction des appareils recepteurs de telephonie sans fil. (Annales des Postes, Telegraphes et Telephones Nr. 1. 1925.)

Baize, Quelles sonst les erreurs quil'faut eviter dans l'établissement d'un poste recepteur radiotelephonique, pour l'onde de 450 metres. (Annales des Postes, Telegraphes et Telephones Nr. 1. 1925.)

J. Collet, Induction electromagnetique des lignes d'energie sur les lignes de communications voisines. (Annales des Postes, Telegraphes et Telephones Nr. 1. 1925.)

Reynaud-Bonin, Sur la verification des piles microphoniques par les ouvriers monteurs. (Annales des Postes, Telegraphes et Telephones Nr. 1, 1925.)

General Vouillemin, L'electron et l'antenne.
N. Koomans, La station de Meyendel. (Radio-Électricité, Nr. 75 bis 76, 1925.)

Poirette, Calcul et procede de construction des transformateurs pour emission. —L'emission par oscillateur separe. (Radio-Revue, Nr. 32. 1925.)

Sacazes, L'antenne au point de vue de l'emission. (Radio-Revue, Nr. 32. 1925.)

E. H. Shaughnessy, Some radio-telegraph developments. (The Electrical Review, Nr. 2459 bis 2461. 1925.)

W. Redmayne, Heating valve filaments by developments. (The Electrical Review, Nr. 2459. 1925.)

Ragnar Holm, The validity of Erlang's trunk congestion formula A new method of measuring the electrical field under an aerial. (The Post Office Electrical Engineer's Journal, Nr. 4. 1925.)

R. H. Cook, Crystal-Valve Unit. (The Wireless World and Radio Review, Nr. 19 vom 4. Februar 1925.)

W. James, Ideal Receivers-III. A Combined Crystal Receiver and Wavemeter (contiuned). (The Wireless World and Radio Review, Nr. 19 vom 4. Februar 1925.)

N. P. Vincer-Minter, British and American Sets. Reader's Practical Ideas. (The Wireless World and Radio Review, Nr. 19 vom 4. Februar 1925.)

J. Somerset Murray, Stable High Frequency Amplification with Selectivity. (The Wireless World and Radio Review, Nr. 19 vom 14. Februar 1925.)

E. E. Griffin, Some Novel Ideas in Receiver Construction. (Radio, Januar 1925.)

H. Diamond, The Commercial Testing of a Regenerative Set. (Radio, Januar 1925.)

George Summer Albee, The Jonah of Jasmine Bjones. (Radio, Januar 1925.)

L. R. Felder, The Reactance Coupled Amplifier. (Radio, Januar 1925.)

C. M. Jansky, Jr., Resistance Control of Regeneration in Tuned Circuit Radio Frequency Amplifiers. (Radio, Januar 1925.)

F. Dawson Bliley, More About the Harmonic Transmitter. (Radio, Januar 1925.)

D. B. Mc Gown, A New Couplings System for Transmitting Stations. (Radio, Januar 1925.)

Kennard Mc Clees, Qualifyng for an Operator's License. (Radio, Januar 1925.)

Sidney L. Goodwin and Arthur L. Smith. A Radio Set Trouble Shooter. (Radio, Januar 1925.)

Experimental Wireless & The Wireless Engineer veröffentlicht im Märzheft 1925 Messungsergebnisse über Isolationsmessungen verschiedener Materialien bezüglich ihrer Verwendungsfähigkeit für Hochfrequenzkreisen. In der Tabelle ist Hartgummi als Einheit genommen und die Werte sind in Prozenten ausgedrückt. Die Tabelle ist wörtlich wie folgt:

Material	Power Factor	
	Guthrie	Preston and Hall
Asbestos and binders	—	*)
Bakelite	0,046	—
Celeron	0,057	—
Celluloid	0,042	0,03
Ebonite	0,010	—
Fibre	0,059	0,04
Fibroc	0,041	—
Formica	0,050	—
Glass	0,008	0,008
Glass pyrex	—	0,006
Leatheroid	0,048	—
Marble	—	*)
Mica	0.0004	0,0007
Mica built up with binder	—	0,016
Paper waxed	—	0,02
Petrite	*)	—
Radion	0,017	—
Slate	—	*)
Sulphur	0,006	—
Varnish	—	0,003—0,005
Vulcabeston	0,044	—
Waxes:		
Beeswax	—	0,015
Ceresin	—	0,0003
Condenser compound	—	0,005
Paraffin	—	0,00016
Wood, dry	0,05	0,03—0,1
Wood, baked and then boiled in wax	—	0,015—0,03

*) bedeutet, daß die Verluste so groß sind, daß das Material für Radiozwecke ungeeignet ist.

F. M. Colebrook, B. Sc., D. I. C., A. G. G. I., The Rectifying Detector. (Experimental Wireless & The Wireless Engineer, März 1925.) Der Verfasser teilt seine theoretische und Experimental-Abhandlung in 16 Kapitel, deren Bezeichnungen die folgenden sind:

1. The Description of a Rectifying Conductor. Determination and analysis of the static characteristic.
   a) Small amplitudes.
   b) Large amplitudes.
2. The Rectification Effect.
3. Some Particular Cases.
   a) Parabolic characteristic.
   b) Exponential characteristic.
   c) Perfect rectifier.
   d) Practical case.

4. Loaded Rectifier Circuit. Determination of rectification characteristic. Analysis of rectification characteristic.
   a) Large amplitudes.
      α) General.
      β) Apparent internal resistance (no load).
      γ) Apparent rectified E. M. F. (no load).
   b) Small amplitudes.
5. Continuous Wave Rectification Efficiency. Experimental results on C. W. efficiency.
6. Potential Rectification (Infinite load). Experimental results on potential rectification.
7. The Rectification of a Modulated E. M. F.
8. The Effekt a Modulation Load.
9. Efficiency in the Rectification of a Modulated E. M. F. Experimental results with modulation loads. The choice of telephones.
10. Distortion in the Rectification of Modulated Currents.
11. The Influence of Contact Conditions.
    a) Galena.
    b) Perikon.
12. The Variation of the Sensitivity with Wave-length.
13. Summary of Results with simple Crystal Rectifiers.
14. Crystal-Valve Combinations.
15. Heterodyne Reception.
16. The Supersonic Heterodyne.

L. C. Grant, Principles and Methods of Obtaining High-Tension Supply from Direct Current Mains. (Experimental Wireless & The Wireless Engineer, März 1925.)

P. K. Turner, Measuring H. F. Resistance. (Experimental Wireless & The Wireless Engineer, März 1925.) Der Verfasser beschreibt zwei neue Messungsarten für Hochfrequenz-Widerstandsbestimmung und zieht gleichzeitig einen Vergleich zwischen den bisher üblichen und den neuen Meßverfahren.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Konstanthaltung der Drehzahl einer Hochfrequenzmaschine.

D.R.P. 407 188. Verfahren zur Konstanthaltung der Drehzahl einer Hochfrequenzmaschine für drahtlose Telegraphie beim Tasten. Marius Latour in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. August 1922 ab. Ausgegeben am 13. Dezember 1924. Priorität: Frankreich 19. Juni 1922.

Das Tasten im Antennenstromkreis hat die Wirkung, daß der Gleichstrommotor, welcher die Wechselstrommaschine antreibt, plötzlich belastet und entlastet wird. Paßt sich der Ankerstrom des Motors nicht sofort der Belastung der Wechselstrommaschine an, so ändert sich die Drehzahl des Motors, und wenn die mechanischen Trägheitswirkungen nicht genügend groß sind im Verhältnis der in Betracht kommenden Drehmomente, so tritt ein Schwanken der Drehzahl ein. Dieser Übelstand wird erfindungsgemäß

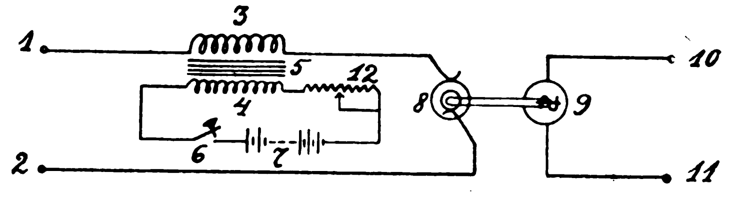


Fig. 1.

durch folgende Anordnung beseitigt: Der Ankerstrom des Motors 8 (Fig. 1) durchfließt die Primärwicklung 4 eines Transformators mit lamelliertem Eisenkern 5, dessen Sekundärwicklung 3 durch eine Gleichstromquelle 7, gegebenenfalls durch dieselbe Quelle, welche den Motor speist, gespeist wird. Solange diese zweite Wicklung offen ist, ist die Arbeitsweise dieselbe, als wenn in den Ankerstromkreis eine Selbstreaktanz eingeschaltet worden wäre, und der Transformatorkern wird nur durch den Ankerstrom magnetisiert. Wird nun Gleichstrom in die zweite Wicklung des Transformators eingeführt, und zwar in dem Sinne, in welchem er bestrebt ist, den Kern des Transformators zu entmagnetisieren, so erfolgt sofort bzw. augenblicklich eine Zunahme des Ankerstromes. Desgleichen wird, wenn man diesen zusätzlichen Gleichstrom wieder unterdrückt, indem die Speisung der Sekundärwicklung unterbrochen wird, augenblicklich der Ankerstrom abnehmen. Wenn nun die Speisung der Sekundärwicklung von dem Taster des Antennenstromkreises aus erfolgt, so kann man nach Belieben die Änderungen des Ankerstromes entsprechend der Größe des Transformators oder des Hilfsstromes beschleunigen. Die Wirksamkeit der Einrichtung hängt allein von dem schnellen Einsetzen des durch den Taster in die zweite Wicklung gesandten Hilfsstromes ab. Man kann in der Weise verfahren, daß in Reihe ein regelbarer Widerstand geschaltet wird und eine genügende Spannung mit Bezug zu der Windungszahl der Sekundärwicklung gewählt wird, so daß das Einsetzen des Stromes mit der notwendigen Schnelligkeit erfolgt. In der Praxis wird der in Reihe mit der Sekundärwicklung geschaltete Widerstand vorzugsweise metallischer Art (z. B. aus Eisen) in der Form von Lampen sein, so daß der Maximalwert erst nach Erhitzung erreicht wird, und etwas nach der Abwärtsbewegung des Tasters. Man kann in dieser Weise an die Sekundärwicklung eine verhältnismäßig größere Spannung anlegen bzw. die Windungszahl derselben vermindern.

Steuereinrichtung für Wechselstromgeneratoren.

D. R. P. 407 375. Steuereinrichtung für Wechselstromgeneratoren zur Speisung von Kathodenröhrensendern. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Erfinder: Walter Schäffer in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 16. April 1921 ab. Ausgegeben am 22. Dezember 1924.

Die Erfindung besteht darin, das Feld eines Wechselstromgenerators automatisch von dem erzeugten Wechselstrom aus so zu beeinflussen, daß bei starken Leistungsschwankungen, z. B. beim Tasten zwischen Voll und Leer, kein Anstieg der Hochspannung in den Kathodenröhren beim Öffnen des Gittertasters stattfindet. Hierzu wird, wie aus dem in Fig. 2 dargestellten Schaltungsbeispiel ersichtlich, in den Wechselstromkreis, welcher den Generator G und



den Haupttransformator T enthält, und dessen Sekundärwicklung zum Speisen der Röhrengeneratoren R dient, ein Hilfstransformator $H\,T$ geschaltet, dessen sekundäre Wicklung einen Gleichrichter Gl enthält. Der Wechselstromgenerator G wird aus lamelliertem Eisen hergestellt, so daß die elektrische Trägheit des Feldes tunlichst verringert wird. Das Feld F wird jetzt gleichzeitig aus einer kon-

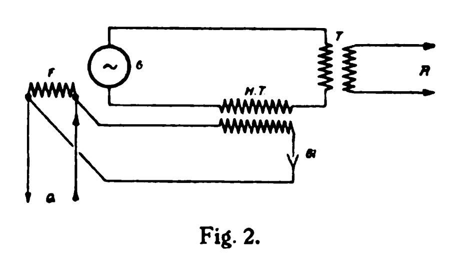


Fig. 2.

stanten Gleichstromquelle Q und aus dem über den Gleichrichter Gl gewonnenen Gleichstrom gespeist. Wird die Taste, z. B. beim Gittertasten der Röhren, geöffnet, so daß die Schwingungserzeugung aussetzt, so verringert sich im Augenblick die Leistungsentnahme am Haupttransformator T und damit gleichzeitig der Gleichstrom aus dem Hilfstransformator $H\,T$. Dadurch entsteht eine Verringerung des

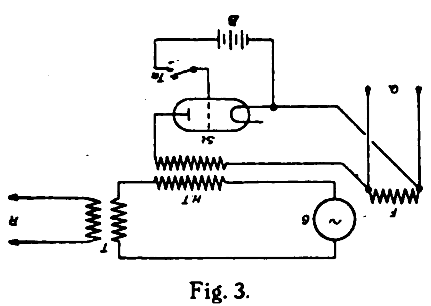


Fig. 3.

Feldes F und damit eine Verringerung der Klemmenspannung an der Maschine. Statt einen einfachen Gleichrichter in die Wechselstromleitung zu schalten, kann es zweckmäßig sein, einen solchen mit Steuergitter zu wählen, wie die Fig. 3 erkennen läßt. In diesem Falle kann das Gitter des Gleichrichters zu irgendwelchen gewünschten willkürlichen Beeinflussungen, z. B. Tasten oder dergleichen, benutzt werden.

Sendeschaltungen.

D.R.P. 406 458. Sendeschaltung für drahtlose Telephonie. Dr. Lee de Forest in New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. September 1921 ab. Ausgegeben am 26. November 1924. Priorität: Ver. St. Amerika 11. März 1915.

Diese Erfindung betrifft eine Sendeschaltung, bei der mehrere durch Sprachschwingungen im Widerstand veränderbare Vorrichtungen je von einem Teil einer Induktanz abgezweigt sind. Erfindungsgemäß bestehen die im Widerstand veränderbaren Vorrichtungen aus Entladungsröhren, die über ein gemeinsames Mikrophon durch die Sprachschwingungen beeinflußt werden. Durch die Verwendung der Entladungsröhren als veränderbare Widerstände wird eine sehr scharfe Beeinflussung der ausgesandten Wellen und eine geeignete Sprachwiedergabe beim Empfang möglich. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 4. An die zusätzliche Induktanz 5, die etwa 3 bis 5 Prozent der gesamten Induktion des die Antenne und Erde einschließenden Kreises betragen kann, sind z. B. drei Quecksilber-Dampfentladungsröhren 6 angeschlossen, die an gleichen Teilen der Induktion 5 liegen. Die Dampfsäulen werden mittels der Elektromagnete 7 abgelenkt, die in der Nähe der Entladungsröhren angeordnet sind. Die Elektroden 7 sind in Reihe mit einer Stromquelle 8 und einem Mikrophon 9 geschaltet. Bei Besprechen des Mikrophons 9 werden die Elektromagnete entsprechend den Tonschwingungen beeinflußt und steuern

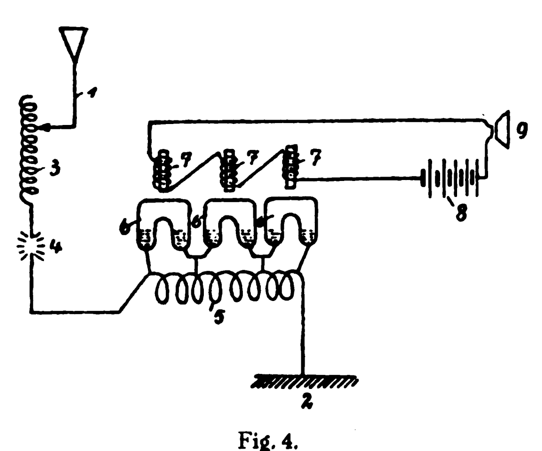


Fig. 4.

ihrerseits die Gasentladungsstrecken. Dadurch werden die ausgesandten Hochfrequenzschwingungen genau im Rythmus der Sprache beeinflußt. An Stelle von Quecksilberdampfröhren können natürlich auch andere Entladungsröhren verwendet werden.

D.R.P. 409 853. Schaltung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung mit zwei parallel geschalteten Vakuumgitterröhren. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Juli 1922 ab. Ausgegeben am 12. Februar 1925. Priorität: V. St. Amerika 2. Juli 1921.

Das wesentliche der Erfindung besteht darin, daß zwischen die Gitterelektroden 13 (Fig. 5) einerseits und die Glühkathoden 11 anderseits der beiden Röhren 9, 10 ein Widerstand eingeschaltet ist, dessen Größe durch die Signalströme beeinflußt wird. Dieser Widerstand kann aus einer Vakuumröhre 18 bestehen, die durch die Signalströme,

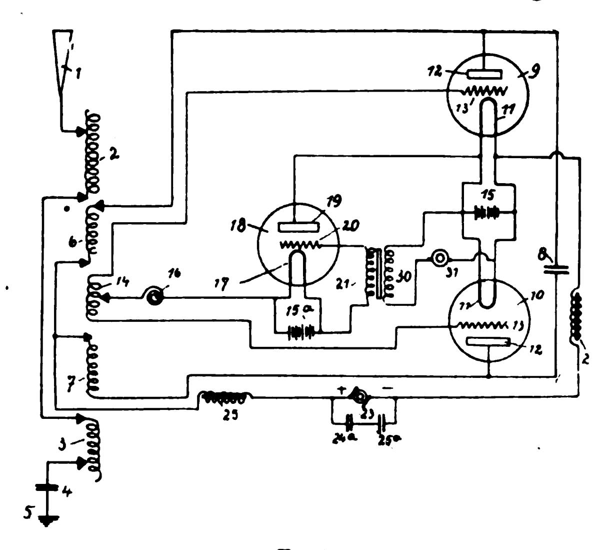


Fig. 5.

gegebenenfalls über eine weitere Röhre 18a (Fig. 6), gesteuert wird, indem z. B. ihr Gitter besprochen wird. Die neue Schaltung hat den Vorteil, daß eine wesentliche Vergrößerung der elektrischen Strahlungsleistung erreicht wird und der Bereich der Zeichenübermittlung, z. B. bei drahtloser Telephonie, ohne Lautverzerrung gegenüber den bisher

erzielten Entfernungen vergrößert wird. Gleichzeitig wird durch den zwischen die Röhren geschalteten Widerstand ein Ausgleich der negativen Gitterladung erhalten.

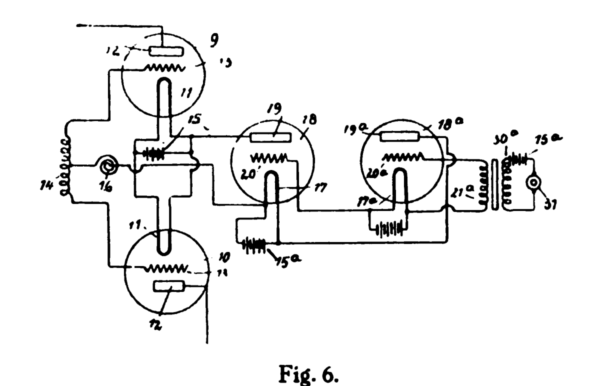


Fig. 6.

Einrichtung zum wahlweisen Anruf.

D.R.P. 403 658. Einrichtung zum wahlweisen Anruf mittels auf Impulsserien nacheinander ansprechender Resonanzrelais. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m.b.H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 3. Oktober 1924.

Die Erfindung betrifft eine weitere Ausbildung der bekannten Schaltungen dieser Art durch Verbindung der Resonanzrelais mit Rückstellmagneten, die die einzelnen Pendel bei Dauerstrom oder Dauerunterbrechung in die Ruhelage bringen, und durch die Anordnung eines Verzögerungsrelais. Ein Schaltungsschema gemäß der Erfindung zeigt Fig. 7. Jedes Relais ist mit einem Rückstellmagneten 13, 14, 15, 16 versehen, und diese Rückstellmagnete werden

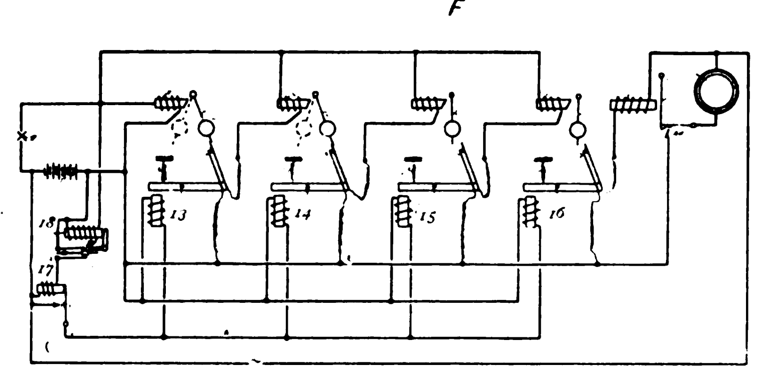


Fig. 7.

von einem Verzögerungsrelais 17 gesteuert. Das Verzögerungsrelais ist derartig bemessen, daß es gerade die Impulsserien der Resonanzrelais überbrückt, d. h. es ist nur so lange eingeschaltet, als Anrufimpulse kommen. Sobald die kleinste Pause hinter dem Anruf erfolgt, schaltet es aus und veranlaßt die Rückstellung aller Resonanzpendelrelais in ihre Ruhelage mit Hilfe der Rückstellmagnete. Ebenso schaltet das Verzögerungsrelais aus, wenn kleine Pausen beim Senden fremder Geber oder eine Pause in irgendeiner Störungsserie auftritt. Das Verzögerungsrelais, welches die Rückstellung der Resonanzrelais steuert, wird durch ein Schaltkontaktrelais 18 gesteuert, welches nur bei der Ankerbewegung Stromstöße auf das Verzögerungsrelais überträgt, derart, daß das Verzögerungsrelais sowohl beim Dauersignal als auch dann stromlos ist, wenn keine Signale kommen.

Störbefreiung.

D.R.P. 408 112. Verfahren zum gleichzeitigen störungsfreien Betriebe benachbarter Sende- und Empfangsanlagen. Otto Koch und Armand Mamor in Weltevreden, Niederl.-Indien. Patentiert im Deutschen Reiche vom 24. September 1922 ab. Ausgegeben am 10. Januar 1925.

Im Patent 351 958 ist eine Schaltung angegeben, bei der an langen Telephonleitungen gebräuchliche sogenannte Zwischenverstärker durch Spannungsänderung ihrer Gitter wechselseitig außer Betrieb gesetzt werden. Erfindungsgemäß wird das Verfahren auf ein Hochfrequenzübermittlungssystem, bestehend aus Röhrensender und Röhrenempfänger, angewendet, wobei zur Aufbringung der Gitterwechselspannungen ein besonderer Hochfrequenzgenerator angeordnet ist. Ein Schaltungsbeispiel zeigt Fig. 8. Der

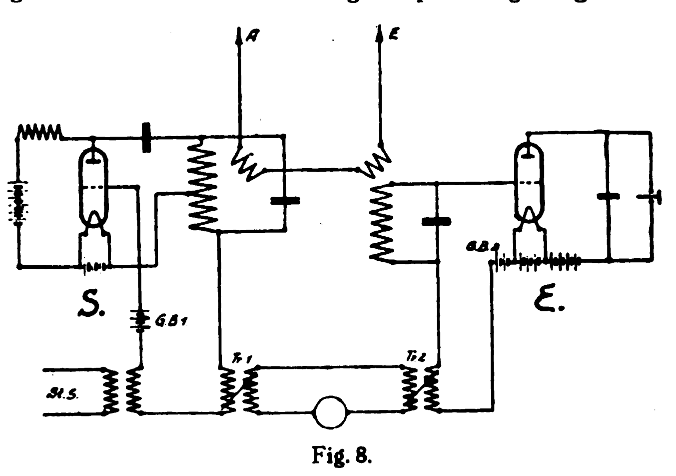


Fig. 8.

Röhrensender *S* und der Empfänger *E* sind mit dem gemeinsamen Luftdraht *A E* gekoppelt und ihre Gitterverspannungen sind mittels der Batterien GB^1 und GB^2 so eingeregelt, daß die Röhren beider Apparate als Gleichrichter arbeiten. Den beiden Gittern wird nun durch einen Zusatzgenerator über die Lufttransformatoren Tr^1 und Tr^2 Hochfrequenzspannungen aufgedrückt, derart, daß der Phasenunterschied vom Senderohrgitter bzw. Empfangsrohrgitter 180° beträgt, so daß also das Gitter des Senderohres eine zusätzliche positive Spannung erhält, wenn das Empfangsrohrgitter eine zusätzliche negative Spannung bekommt. Dabei ist angenommen, daß bei negativen Gitterzusatzspannungen weder Sender noch Empfänger arbeiten, was in an sich bekannter Weise erreichbar ist.

Vakuumröhren.

D.R.P. 403 938. Einrichtung zur Beseitigung von Spannungsschwankungen beim Betriebe von Glühkathodenröhren. Dr. Déguisne und Dr. Friedrich Dessauer in Frankfurt a. M. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. April 1922 ab. Ausgegeben am 10. Oktober 1924.

Tritt in dem Netz, von welchem aus die Beheizung der Glühkathode von Röntgenröhren oder anderen Elektronenröhren erfolgt, eine Spannungsschwankung auf, so ändert sich die Elektronenemission nach einem Exponentialgesetz um den vielfachen Betrag. Dies wird in vielen Fällen störend empfunden. Um die Elektronenemission konstant zu halten, sind gemäß der Erfindung in den Heizstromkreis, in welchem die Spannungsschwankungen bereits in bekannter Weise durch Widerstände mit positivem Temperaturkoeffizienten abgeschwächt werden, gleichzeitig Widerstände mit negativem Temperaturkoeffizienten eingeschaltet, so daß die

bereits abgeschwächten Schwankungen noch weiter herabgedrückt werden. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 9. Der Primärwicklung 3 des Heiztransformators ist ein Widerstand 5 mit stark positivem Temperaturkoeffizienten vorgeschaltet. Steigt nun die Netzspannung z. B. um 5 Prozent, so steigt der Strom wegen des positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes 5 um beträchtlich weniger, z. B. nur um 1 Prozent. Es wird also nur 1 Prozent der Netzschwankung auf die Heiztransformatorspule 4 übertragen. Dieser Teil der Spannungsschwankung wird noch vorher

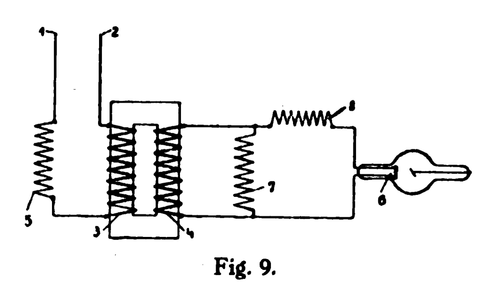


Fig. 9.

weiter herabgesetzt. Dies geschieht einmal durch einen Widerstand 8 mit positiven Temperaturkoeffizienten in Reihenschaltung mit der Glühkathode und einen anderen Widerstand 7 mit negativem Temperaturkoeffizienten in Parallelschaltung zur Röhre. Bei ansteigender Spannung im Netz steigt die Temperatur im Widerstand 7 an, und sein Widerstand nimmt ab. Infolgedessen fließt ein größerer Strom durch Widerstand 7; die Leistungsentnahme aus dem Transformator und damit der Primärstrom, welcher durch den Widerstand 5 fließt, wird erhöht, so daß durch den Widerstand mit negativem Temperaturkoeffizienten eine weitere Abdrosselung der Überspannung durch den Widerstand 5 bewirkt wird. Bei sinkender Netzspannung tritt eine der obenbeschriebenen Wirkung entgegengesetzte Wirkung ein.

D.R.P. 404 095. Vakuumröhre mit drei oder mehr Elektroden. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. August 1921 ab. Ausgegeben am 13. Oktober 1924. Priorität: V. St. Amerika 17. Januar 1919.

Die Erfindung bezweckt, die Halterung der Elektroden bei Vakuumröhren mit einfachen und sicher wirkenden Mit-

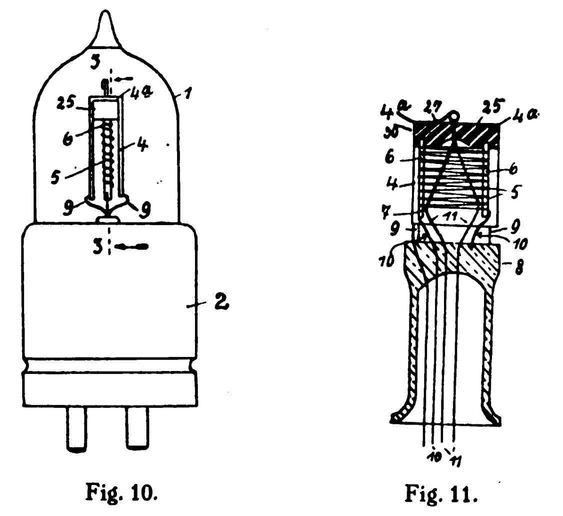


Fig. 10. Fig. 11.

teln zu erreichen. Erfindungsgemäß werden die am unteren Ende in einem Glasfuß gehalterten Elektroden an ihren oberen Enden unabhängig voneinander in einer Querleiste aus Isolierstoff befestigt, für welche eine der Elektroden, vorzugsweise die Anode, in ihrem oberen Teile als Träger dient. Die Anode kann zu diesem Zwecke als U-förmiger Rahmen ausgebildet sein, der an der oberen Seite die Querleiste aus Isolierstoff trägt. Der Aufhängehaken für den Glühfaden kann durch die Querleiste hindurchgeführt und federnd darauf abgestützt sein. Für die Befestigung des Gitters können in der Querleiste zwei nach abwärts gehende Stäbe befestigt sein, um die der Gitterdraht gewunden wird. Fig. 10 veranschaulicht eine Ausführungsform der Vakuumröhre in Seitenansicht, während Fig. 11 einen Querschnitt längs der Geraden 3—3 der Fig. 10 darstellt. Der Mittelteil der U-förmig gebogenen Anodenplatte 4 ist ausgeschnitten, und an seiner Stelle ist ein Block 25 aus Isolierstoff mit Bohrungen vorgesehen, in welche die Tragstücke 6 des Gitters 5 eingeführt sind. Der Block 25, der als Querleiste zur Befestigung der Elektroden dient, ist an den Außenenden mit Einschnitten versehen, über welche die Seitenteile 4a der Anodenplatte 4 gelegt sind, so daß er durch die Anode in seiner Lage gehalten wird.

D.R.P. 407 069. Entladungsgefäß mit mehreren Elektroden. Dr. Franz Skaupy in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 11. Dezember 1919 ab. Ausgegeben am 12. Dezember 1924.

Nach dieser Erfindung wird die Anordnung des Patentes 323 904 in der Weise weiter ausgebildet, daß die Steuerelektrode 7 (Fig. 12 und 13), die die wagerechte Glühkathode umgibt, oval gestaltet und mit ihrem größten Durchmesser im wesentlichen senkrecht angeordnet wird. Hierdurch erreicht man, daß die Glühkathode, die bei der zylindrischen Gestalt der Steuerelektrode die Form eines straff gespannten Glühfadens hat, als schlapper Faden mit etwas Durchhang ausgebildet werden kann. Die Glühkathode hat

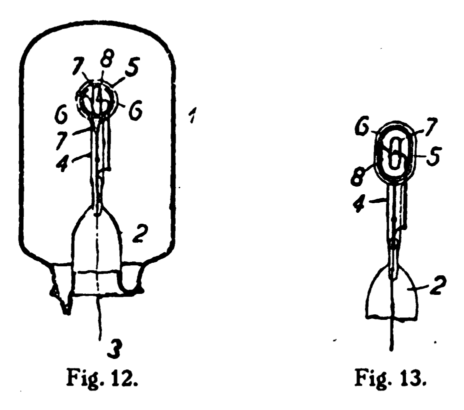


Fig. 12. Fig. 13.

dann zwar nicht mehr geradlinige Gestalt, jedoch sind die oben und unten liegenden Teile der ovalen Steuerelektrode so weit von der durchhängenden Glühkathode entfernt, daß es auf die geringen Unterschiede im Abstande beider Elektroden nicht mehr ankommt. Die seitlich der Glühkathode liegenden Teile der Steuerelektrode rücken zwar an die Glühkathode näher heran; hierdurch wird jedoch der gleichmäßige Abstand beider Elektroden nicht gefährdet, da die Glühkathode stets nur nach unten durchhängt. Dadurch, daß die Steuerelektrode oval ausgebildet wird, kommt sie an den Scheiteln ihres größten Durchmessers sehr nahe an die zylindrische Anode heran. Es entsteht also hier Kurzschlußgefahr. Dieser Gefahr kann man vorbeugen, indem man nach der Erfindung die zylindrische Anode in zwei nur einen Teil eines zylindrischen Mantels bildende Einzelanoden auflößt, und zwar in der Weise, daß diejenigen Teile der Anode fortfallen, die den Scheiteln an den Enden des größten Durchmessers der Steuerelektrode gegenüber liegen, wie die Fig. 12 zeigt, in der die Anode mit 6 bezeichnet ist. Einen Kurzschluß zwischen Steuerelektrode und Anode kann man auch in der Weise vermeiden, daß man die

Anode 6 ebenfalls oval gestaltet und äquidistant zur Steuerelektrode verlaufen läßt, wie es die Fig. 13 veranschaulicht. Dann erhält auch der Glasmantel zweckmäßig eine sich der Anode eng anschließende, ovale Form.

D. R. P. 407 938. Glühkathodenröhre mit einer röhrenförmigen, in das evakuierte Gefäß hineinragenden gekühlten Anode. Bell Telephone Manufacturing Co., Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. März 1920 ab. Ausgegeben am 8. Januar 1925. Priorität: V. St Amerika 1. November 1916.

Unter der Wirkung des starken elektrischen Feldes zwischen Kathode und Anode nehmen die von der Glühkathode austretenden Elektronen eine hohe Geschwindigkeit an. Unter der Einwirkung des Elektronenbombardements, welchem die Anode so ausgesetzt ist, wird sie stark erhitzt. Hierdurch wird die Leistung der Röhre begrenzt, da eine übermäßige Erhitzung aus der Anode die eingeschlossene Gase austreibt und sogar die Anode schmelzen kann, so daß die Röhre zerstört wird. Um die erwähnten Nachteile zu vermeiden, ist unter anderem eine Anordnung bekannt geworden, bei welcher eine röhrenförmige, gekühlte Anode in das evakuierte Gefäß hineinragt. Nach der vorliegenden Erfindung wird nun unter Benutzung dieser bekannten Anordnung das Gitter der Röhre so ausgebildet, daß es um die Anodenröhre herum verläuft, während die Kathode um das Gitter herum angeordnet ist. Diese Bauart hat den Vorteil der Einfachheit und gewährleistet trotzdem eine gute Kühlung der Anode. Die Glühkathode und das Gitter können beliebig ausgebildet sein. In der Röhre nach der Fig. 14 besteht die Glühkathode 2 aus einer Anzahl parallel verbundener Drähte, die ein zylindrisches Netzwerk um die Anode 4 bilden und durch die Glassäulen 8, 8 getragen werden. Das Gitter 3 besteht aus einem metallischen Leiter,

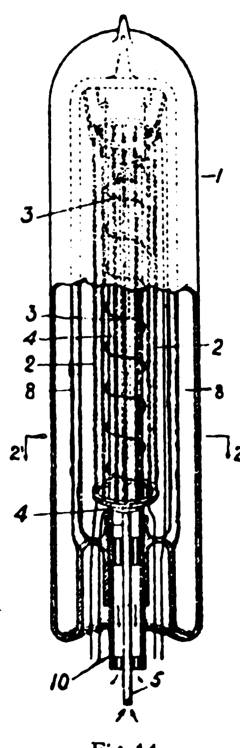


Fig. 14.

der isoliert um die Anode 4 spiralförmig herumgewunden ist. Das Kühlmittel wird der Anode 4 durch das Rohr 5 zugeführt.

Berichtigung.

Bemerkung zu

„Experimentelle Untersuchungen über Frequenzwandler".

Von L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck.

Dies. Jahrb., Bd. **24**, Seite 129—135, 1924.

Herr O. Martienssen hat mich freundlichst darauf aufmerksam gemacht, daß er schon im Jahre 1910 (Physik. Zeitschr. 11, 448—460, 1910) auf die Möglichkeit hingewiesen hat, mit Hilfe einer stark gesättigten Eisenkernspule die Frequenz zu verdreifachen. Es heißt auf Seite 458:

„Die Kurve E_2 gibt die Spannung, die an Drosselspule plus Kondensator herrscht; dieselbe hat in der Mitte eine große Einbuchtung; diese erklärt sich dadurch, daß sie entstanden ist durch die Differenz der Klemmenspannung und der Spannung am induktionsfreien Widerstande, die denselben Verlauf hat wie der Strom. Bei noch höher liegendem Strommaximum würde die Kurve E_2 die Abszissenachse zweimal schneiden, und wir hätten eine Spannung E_2, die die dreifache Periode zu haben scheint als die Spannung E. Unsere Schaltung dient also sozusagen dazu, die Frequenz der Spannung zu verdreifachen." J. Zenneck.

Die internationale Konferenz der Rundfunkorganisationen in Genf.

Am 18. und 19. März hat in London eine unverbindliche Besprechung von Vertretern der privaten Rundfunkorganisationen aus Australien, Belgien, Deutschland, Frankreich, Großbritannien, Holland, Norwegen, Schweiz und Tschechoslowakai stattgefunden. Es wurde die Bildung eines „Internationalen Büros für Radiophonie" in Genf in Aussicht genommen, in dem alle die einzelnen Länder gemeinsam angehenden Rundfunkfragen bearbeitet werden sollen.

Die Bildung des internationalen Büros ist anläßlich der am 3. April in Genf stattgefundenen Zusammenkunft von Vertretern der europäischen Rundfunkorganisationen erfolgt. Die im „Deutschen Rundfunk-Kartell" vereinigten deutschen Runkfunkgesellschaften waren bei dieser Konferenz durch Herrn Giesecke vertreten; die bayerische Rundfunkgesellschaft war durch einen besonderen Abgeordneten, Herrn Walberer, vertreten.

Internationale Telegraphenkonferenz im September.

Die deutsche Regierung ist zur Teilnahme an der am 1. September in Paris beginnenden Internationalen Telegraphenkonferenz eingeladen worden. Bekanntlich ist diese Konferenz, deren Eröffnung eigentlich schon im Frühjahr d. J. stattfinden sollte, immer wieder hinausgeschoben worden; ihre Verlegung auf den 1. September ist auf den Zusammentritt zahlreicher Kongresse und auf die Abhaltung einer internationalen Kunstausstellung in Paris zurückzuführen. Die Konferenz befaßt sich hauptsächlich mit der Revision des Internationalen Telegraphenvertrags, dessen zum Teil sehr abänderungsbedürftige Bestimmungen auch für die Regelung des internationalen Funkverkehrs grundlegende Bedeutung haben.



Band 25 | Heft 5




Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über Elektronenbahnen in Trioden.[1]

Von **Balth. Van der Pol jr.**

Man kann eine Hochvakuum-Triode als eine Röhre definieren, in welche drei Elektroden eingeschmolzen sind, die alle drei Elektronen emittieren. Eine davon, der Kathodenglühdraht, sendet infolge der Erhitzung Primärelektronen aus. Diese Primärelektronen werden durch das elektrische Feld in der Röhre im allgemeinen beschleunigt oder verzögert und manche davon kehren, nachdem sie mehr oder weniger komplizierte Bahnen durchlaufen haben, zur Kathode zurück; andere erreichen die Anode oder das Gitter mit einer Geschwindigkeit, die nur durch das durchlaufene Potentialgefälle bestimmt wird, wenn man die Austrittsgeschwindigkeit vernachlässigt.

Aber unter dem Einflusse des primären Elektronen-Bombardements emittieren auch Gitter und Anode Sekundärelektronen, die nun ihrerseits durch das Feld beschleunigt oder verzögert werden.

Im folgenden wollen wir diese primären und sekundären Elektronenbewegungen an der Hand von Charakteristiken näher betrachten und werden dabei Gelegenheit haben, auf einige sich aufdrängende physikalische Fragen näher einzugehen.

Sehen wir uns zuerst das Feld an. Solange der Glühdraht noch kalt ist und Gitter und Anode an Spannung liegen, besteht in der Röhre ein gewöhnliches elektrostatisches Feld, hervorgerufen durch die Ladungen von Glühdraht, Gitter und Anode. Sobald jedoch der Glühdraht erhitzt wird, bildet sich, wie bekannt, hauptsächlich um den Glühdraht eine Raumladung von Elektronen und damit wird das ursprüngliche Feld gestört.

In welchem Sinne diese Störung vor sich geht, sieht man am besten an dem Beispiel des Problems der plattenförmigen Diode. Denken wir uns zwei Platten im Abstande d von einander aufgestellt. Eine der Platten kann erhitzt werden und bildet die Kathode, in die gleichzeitig der Nullpunkt des Potentials gelegt sei. Solange diese noch kalt ist, wird das Feld einfach durch das Potential

$$\varphi = a\,x \tag{1}$$

gegeben, worin a eine Konstante ist, und die Kathode im Punkte $x = 0$ und die Anode im Punkte $x = d$ gedacht wird. a bestimmt sich aus der Gleichung

$$\varphi_{x=d} = V_a = a\,d$$

Die Ladungen Q_f und Q_a pro qcm² auf der Kathode und Anode sind in diesem Falle

$$Q_f = -\frac{a}{4\pi}; \qquad Q_a = +\frac{a}{4\pi}$$

Bringt man nun die Kathode auf eine Temperatur, die hoch genug ist, um einen ungesättigten Elektronenstrom hervorzurufen, so stellt sich eine neue Potentialverteilung φ' ein, die durch

$$\varphi' = A\,x^{4/3} \tag{2}$$

gegeben ist, wo

$$A = (9\pi i)^{2/3}\left(\frac{m}{2e}\right)^{1/3}$$

und i der Elektronenstrom ist.

Das Potential ist folglich nicht mehr proportinal zu x sondern zu $x^{4/3}$. Wenn die äußere Batterie konstant bleibt und sich folglich die Spannung der Anode nicht ändert, (das Potential an der Kathode ist in beiden Fällen 0), so muß

$$\text{für } x = d,\ \varphi = \varphi' = V_a \text{ oder } a\,d = A\,d^{4/3} \tag{3}$$

[1]) Zuerst erschienen in „Physica" 3, 253 (1923), in einigen Punkten erweitert.

werden und wir können 2) so schreiben

$$\varphi' = \frac{a}{d^{1/3}}\, x^{4/3} \tag{4}$$

und dieser Ausdruck gibt ebenso wie 1)

$$\text{für } x = 0 \quad \varphi = \varphi' = o$$

$$\text{für } x = d \quad \varphi = \varphi' = ad = V_a$$

Obschon die Potentiale an Kathode und Anode in beiden Fällen dieselben sind, so ist die Ladungsverteilung sehr verschieden. Während für den kalten Fall für die Ladung Q_a auf der Anode

$$Q_a = \frac{a}{4\pi}$$

gilt, so finden wir für den heißen Fall die Ladung auf der Anode aus 4)

$$Q_a' = \frac{1}{4\pi} \frac{d\varphi'}{dx}_{x=a} = \frac{a}{3\pi}$$

und für die Ladung auf der Kathode

$$Q'_f = \frac{1}{4\pi} \frac{d\varphi'}{dx}_{x=o} = O$$

Durch die Erhitzung der Kathode ist also die Ladung auf der Anode $^4/_3$ mal größer geworden, während die Ladung auf dem Glühdraht bis auf 0 abgenommen hat. Keine einzige der aus der Anode hervorgehenden Kraftlinien endigt daher mehr auf der Kathode, sondern sie münden alle in den Elektronen, die die Raumladung vor dem Glühdraht bilden. Die ursprüngliche Ladung der Kathode, so können wir es uns vorstellen, hat erst bis auf das $^4/_3$-fache zugenommen und ist dann als Raumladung vollständig nach außen getreten. Denn es ist leicht einzusehen, daß die Gesamtladung der Elektronenwolke gerade gleich und entgegengesetzt wie die Ladung auf der Anode ist.

Man kann jedoch, nachdem die Kathode erhitzt ist, sowohl die Anodenladung als auch das Anodenpotential wieder auf den alten Wert bringen, indem man die Kathode, die den Abstand d von der Anode hat, um $^1/_3\, d$ weiter weg rückt.

Im kalten Falle hatten wir

$$\varphi = a\, x. \tag{5}$$

während wir nun im heißen Falle erhalten

$$\varphi' = \frac{a}{d^{1/3}} \left(\frac{3}{4} x + \frac{1}{4} d \right)^{4/3} \tag{6}$$

Im letzten Fall denken wir uns also die Kathode an die Stelle

$$x = -\,^1/_3\, d$$

gerückt; denn dann wird auch

$$\varphi' = \frac{d\varphi'}{dx} = 0$$

während jetzt

$$Q_a = Q'_a = \frac{a}{4\pi}.$$

Ein Vergleich zwischen 5) und 6) zeigt, daß das Potential und folglich auch das Feld in unmittelbarer Nähe der Kathode bedeutend verändert ist, aber in dem übrigen Teile des Rohres und vor allem in der Nähe der Anode ist die Veränderung nur klein. Wir schließen hieraus, daß das Feld in der Röhre (ausgenommen in unmittelbarer Nähe der Kathode) in erster Annäherung unverändert bleibt, wenn man bei Erwärmung der Kathode diese ein wenig zurückzieht. Ähnliche Betrachtungen gelten auch für zylindrische Anordnungen. Wir wollen später davon Gebrauch machen.

Diese Betrachtungen gelten nur für die ungesättigte Kathode, d. h. solange die Raumladung den Strom, der von der Kathode ausgeht, bestimmt. In diesen elementaren Betrachtungen sind dann Ströme und Ladungen von der Kathodentemperatur unabhängig. Sind die Potentiale dagegen so hoch oder ist die Temperatur so niedrig, daß der Sättigungsstrom der Kathode erreicht wird, dann kann die Wirkung der Raumladung auf die Potentiale vernachlässigt werden und die Elektronen bewegen sich in einem Felde, das rein elektrostatisch behandelt werden kann.

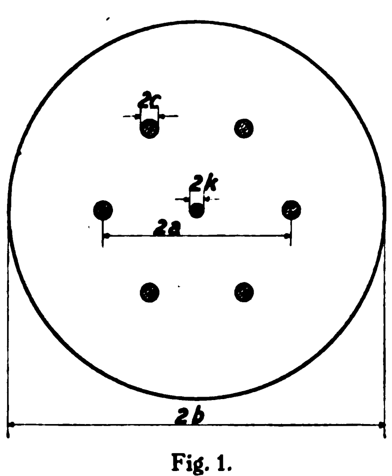


Fig. 1.

Dieses elektrostatische Feld in einer zylindrischen Triode mit einem schraubenförmigen Gitter ist aber sehr kompliziert und schwer zu berechnen. Einfacher, weil zweidimensional, ist dagegen der folgende Fall. Man denkt sich in der Achse einer zylindrischen Anode mit dem Radius b einen Glühdraht mit dem Radius k angebracht während sich auf einem Kreise mit dem Radius a gleichgerichtete Stäbe an den Ecken eines n-Eckes befinden, die parallel zur Achse laufen; diese n Stäbe bilden zusammen das Gitter. Fig. 1 zeigt die Anordnung im Querschnitt.

Das Potential des Glühdrahtes sei als O-Punkt gewählt und die Potentiale an der Anode und am Gitter seien V_a bzw. V_g. Das Potential φ in dem Raume (r, Θ) ist dann gegeben durch den Ausdruck[2])

$$\begin{aligned} P\varphi = V_a \left\{ \frac{1}{2n} \log \frac{a}{k} \log \Sigma(r, \Theta) + \gamma \log \frac{r}{k} \right\} \\ + V_g \left\{ -\frac{1}{2n} \log \frac{b}{k} \cdot \log \Sigma(r\Theta) + \log \frac{b}{a} \cdot \log \frac{r}{k} \right\} \end{aligned} \tag{7}$$

wo

$$\Sigma(r, \Theta) = 1 - 2\left(\frac{r}{a}\right)^n \cos n\Theta + \left(\frac{r}{a}\right)^{2n}$$

$$\gamma = \frac{1}{n} \log \frac{a}{nc}$$

$$P = \log \frac{b}{a} \log \frac{a}{k} + \gamma \log \frac{b}{k}$$

und Θ von einem Radius aus gezählt wird, der mitten durch einen Gitterdraht geht.

Bei der Berechnung von 7) sind die folgenden Annäherungen angenommen:

$$\left(\frac{a}{b}\right)^n << 1, \left(\frac{k}{a}\right)^n << 1, \left(\frac{nc}{a}\right)^2 << 1, \left(\frac{c}{a}\right) << 1 \tag{7a}$$

Annäherungen, die praktisch im allgemeinen zutreffen, wenn man ein schraubenförmiges Gitter einem solchen Parallelstabgitter und die Ganghöhe der Schraube dem Ab-

[2]) Siehe z. B. M. Abraham, Arch. f. Elektrot. VIII. 42.

stande zweier aufeinander folgender Stäbe gleichsetzt. Es ist einfach einzusehen, daß bei diesen Annäherungen in 7)

$$\begin{array}{ll} \text{für } r = b & \varphi = V_a \\ r = a \pm c & \varphi = V_g \\ r = k & \varphi = o \text{ wird.} \end{array}$$

Die Ladungen Q_a, Q_g und Q_f pro Längeneinheit auf Anode, Gitter und Glühdraht können mit Hilfe der Maxwell'schen Kapazitätskoeffizienten C_{ag}, C_{af}, C_{gf} linear ausgedrückt werden in V_a und V_g. Man findet nämlich leicht aus (7)

$$\left.\begin{array}{l} Q_a = - C_{ag} V_g + (C_{ag} + C_{af}) V_a \\ Q_g = - C_{ag} V_a + (C_{ag} + C_{gf}) V_g \\ Q_f = - C_{af} V_a - C_{gf} V_g \end{array}\right\} \quad (8)$$

hierin ist

$$\left.\begin{array}{l} C_{ag} = (2 P)^{-1} \cdot \log \frac{a}{k} \\ C_{af} = (2 P)^{-1} \cdot \gamma \\ C_{gf} = (2 P)^{-1} \cdot \log \frac{b}{a} \end{array}\right\} \quad (9)$$

Man hat also einen Fall des Dreileiterproblems. Diese drei Leiter haben paarweise untereinander einen Kapazitätskoeffizienten C. Man kann also die Triode elektrostatisch durch Fig. 2 darstellen.

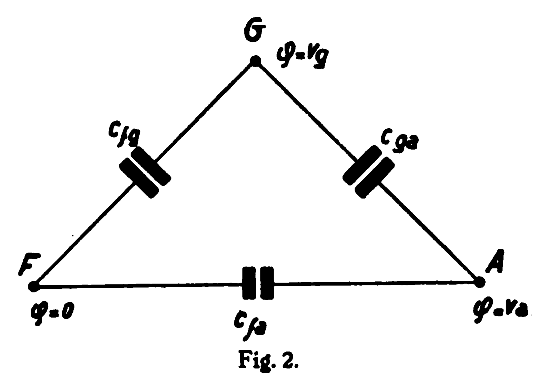


Fig. 2.

Bevor wir das Feld diskutieren, wollen wir zuerst die Kapazitäten etwas näher betrachten. Wir sehen, daß bei den Abmessungen, die praktisch bei Trioden auftreten, das zweite Glied in dem Ausdrucke für P klein ist im Vergleich zu dem ersten. Lassen wir dieses zweite Glied weg, so vereinfachen sich die Kapazitäten zu

$$C_{ag} = \frac{1}{2 \log \frac{b}{a}}, \quad C_{gf} = \frac{1}{2 \log \frac{a}{k}}, \quad C_{af} = \frac{\gamma}{2 \log \frac{a}{k} \cdot \log \frac{b}{a}}. \quad (10)$$

Aus diesen Ausdrücken geht hervor, daß die Kapazität zwischen Gitter und Anode angenähert gleich ist der Kapazität pro Längeneinheit, die man erhielte, wenn der Gitterzylinder ganz aus Metall wäre, anstatt, wie es in Wirklichkeit der Fall ist, Öffnungen zwischen den Gitterdrähten zu haben. Der Ausdruck für C_{ag} ist ja die Kapazität pro Längeneinheit zwischen zwei Zylindern vom Radius b und a. Dasselbe gilt für C_{gf}, die Kapazität zwischen Gitter und Glühdraht. Während also C_{ag} und C_{gf} eine einfache Bedeutung haben, ist das bei C_{af}, der Kapazität zwischen Glühdraht und Anode, nicht der Fall.

Es ist vielleicht von Interesse darauf hinzuweisen, daß bei der Antenne eine ähnliche Frage auftritt. Hat man nämlich als Antenne parallele Drähte, die in einer bestimmten Höhe horizontal in der Weise ausgespannt sind, daß ihr gegenseitiger Abstand nicht groß ist im Vergleich zur Höhe, dann nimmt die Kapazität dieser Antenne nicht nennenswert zu, wenn zwischen den Drähten ein neuer eingefügt wird.

Aus den Bedingungen 7a), unter denen 7) abgeleitet worden ist, geht hervor, daß das Feld an der Kathode und Anode konstant ist, unabhängig von Θ. Weder an der Kathode noch an der Anode tritt also unter diesen Umständen „Inselbildung" ein, d. h. neben dem Feld sind auch die Ladungen auf den Elektroden homogen verteilt. Hieraus folgt, daß, wenn durch Veränderung der Potentiale V_a und V_g das Feld an der Oberfläche des Glühdrahtes das Vorzeichen ändert, dies gleichzeitig auch bei der Gesamtladung auf der Kathode der Fall ist.

Für die Ladung auf dem Glühdraht kann man folglich 8) auch schreiben

$$Q_f = \text{const.} \times (V_a + g V_g) \quad (11)$$

worin

$$g = \frac{C_{gf}}{C_{af}} \quad (12)$$

gleich dem Verhältnis der beiden Kapazitäten Glühdraht—Gitter und Glüdraht — Anode ist. Man nennt dieses Verhältnis den Verstärkungsfaktor [3]) der Triode und, wie man aus 9) ersieht, ist der numerische Wert von g aus folgender Gleichung zu finden:

$$\frac{1}{D} = g = \frac{\log \frac{b}{a}}{\gamma} = \frac{n \log \frac{b}{a}}{\log \frac{a}{n c}} \quad (13)$$

Der Verstärkungsfaktor ist für die Empfangs-Trioden gewöhnlich von der Größenordnung 10. Für Sendetrioden mit einem dichten Gitter ist der Verstärkungsfaktor oft 150 und größer.

Bisher betrachteten wir nur das elektrostatische Feld in der Röhre bei kalter Kathode. Das Feld wird hier durch die Ladungen der drei Elektroden hervorgerufen. Was geschieht nun mit diesem Feld, wenn der Glühdraht erwärmt wird, was zur Folge hat, daß sich Elektronenraumladungen bilden, die das ursprüngliche Feld stören?

Zur Beantwortung dieser Frage ist man auf die Charakteristiken der Triode angewiesen, da die Berechnung des Feldes mit Raumladungen äußerst kompliziert ist. Die beiden charakteristischen Flächen sind:

1. der Anodenstrom i_a als Funktion von Anodenspannung und Gitterspannung,
2. der Gitterstrom i_g als Funktion von Anodenspannung und Gitterspannung, also

$$i_a = f_1 (V_a, V_g) \quad (14)$$

$$i_g = f_2 (V_a, V_g) \quad (15)$$

Gewöhnlich findet man als Charakteristik einer Triode nur einige Querschnitte der Fläche 14) für ein kleines Gebiet von V_g, nämlich

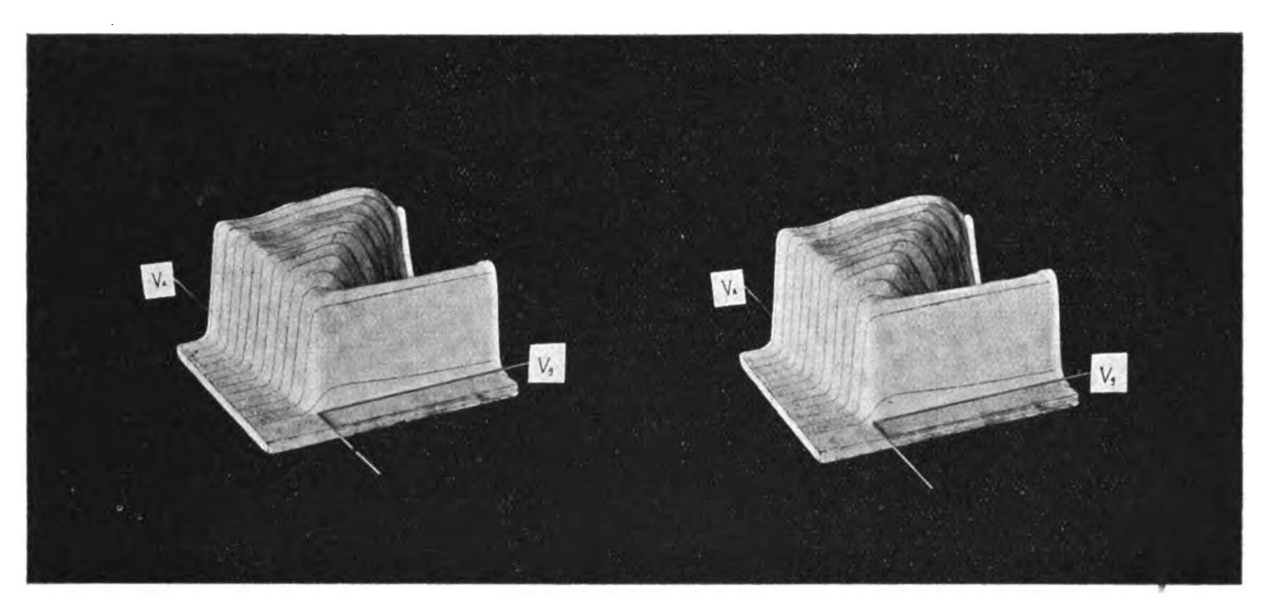
$$i_a = f_3 (V_g) \; V_a - \text{const.}$$

aber zu einem genauen Studium der Elektronenbahnen in Trioden müssen wir die beiden charakteristischen Flächen 14) und 15) auch außerhalb dieser kleinen Gebiete, nämlich für positive und negative Anoden- und Gitterspannungen betrachten.

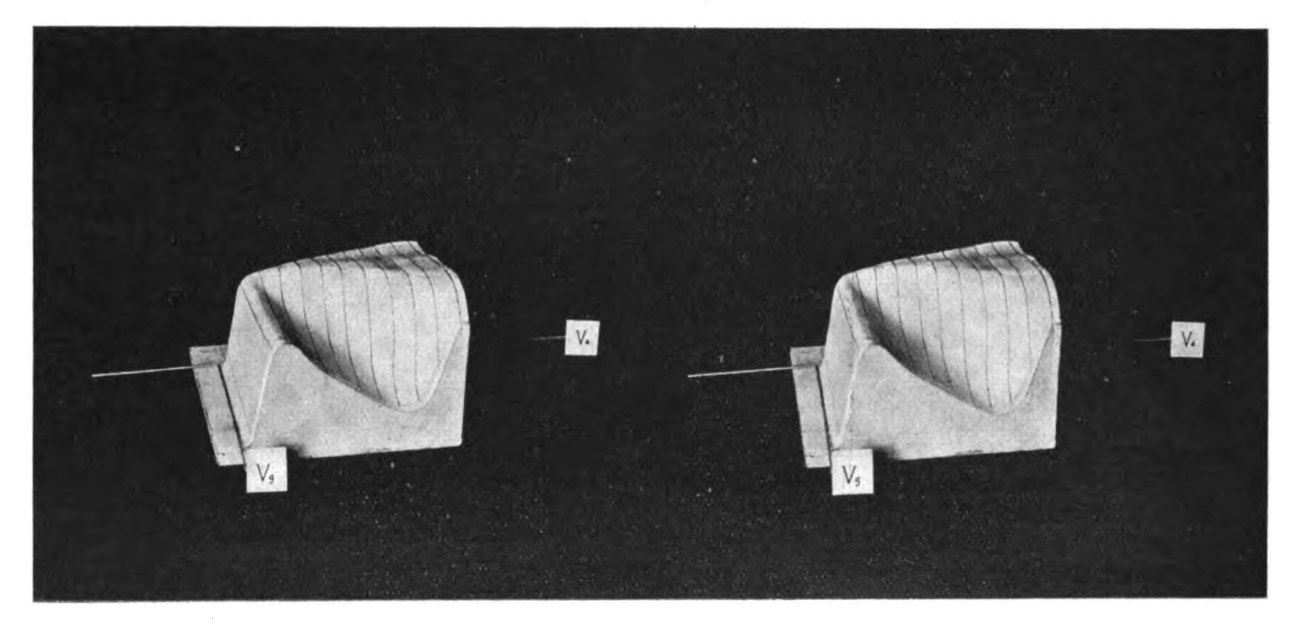
Das experimentelle Material für die beiden Funktionen 14) und 15), jede von zwei Variabeln, haben wir auf verschiedene Weise wiedergegeben. Die Abhängigkeit zwischen i_a und den beiden unabhängigen Veränderlichen V_a und V_g kann durch eine räumliche Figur dargestellt werden. Dazu konstruierte der Verfasser vor einigen Jahren zwei Gipsmodelle, eines für i_a und eines für i_g. Von dem Modell für

[3]) In Deutschland ist der Ausdruck $^1/_g = D =$ Durchgriff gebräuchlich.





$i_a = f(V_g, V_a)$. Fig. 3.



$i_a = f(V_g, V_a)$. Fig. 4.

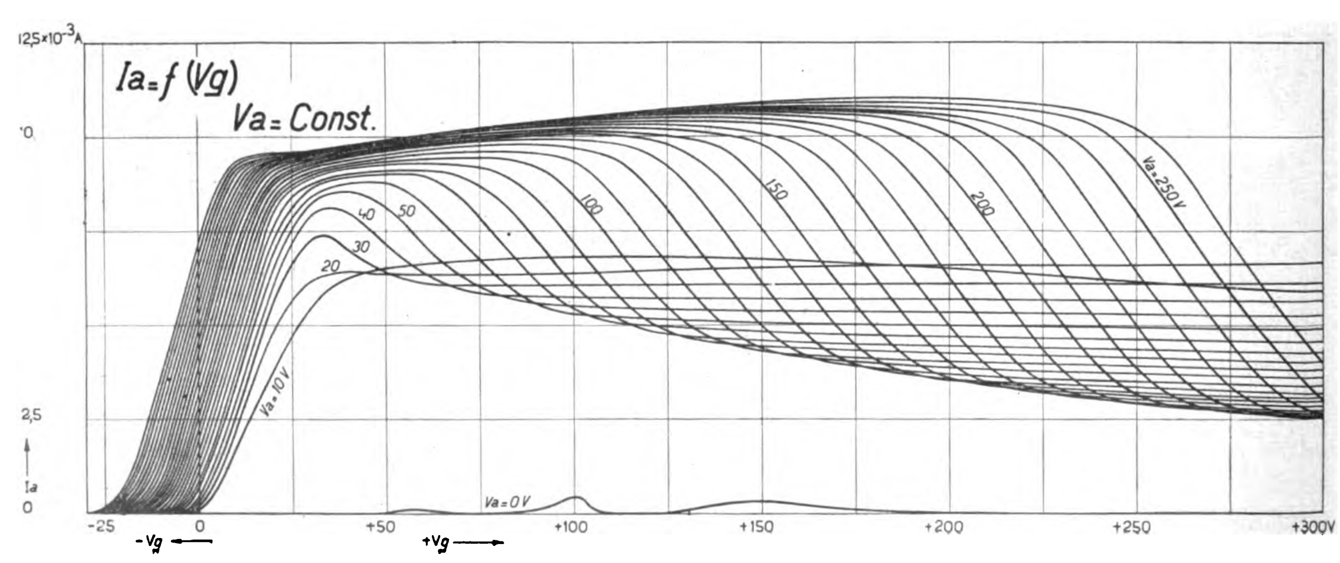


Fig. 5.

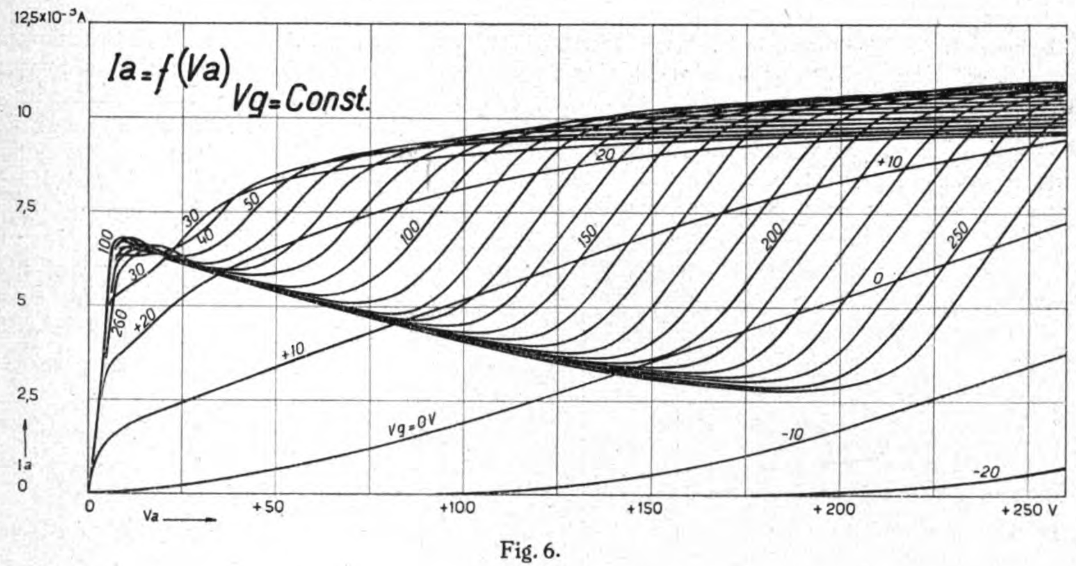


Fig. 6.

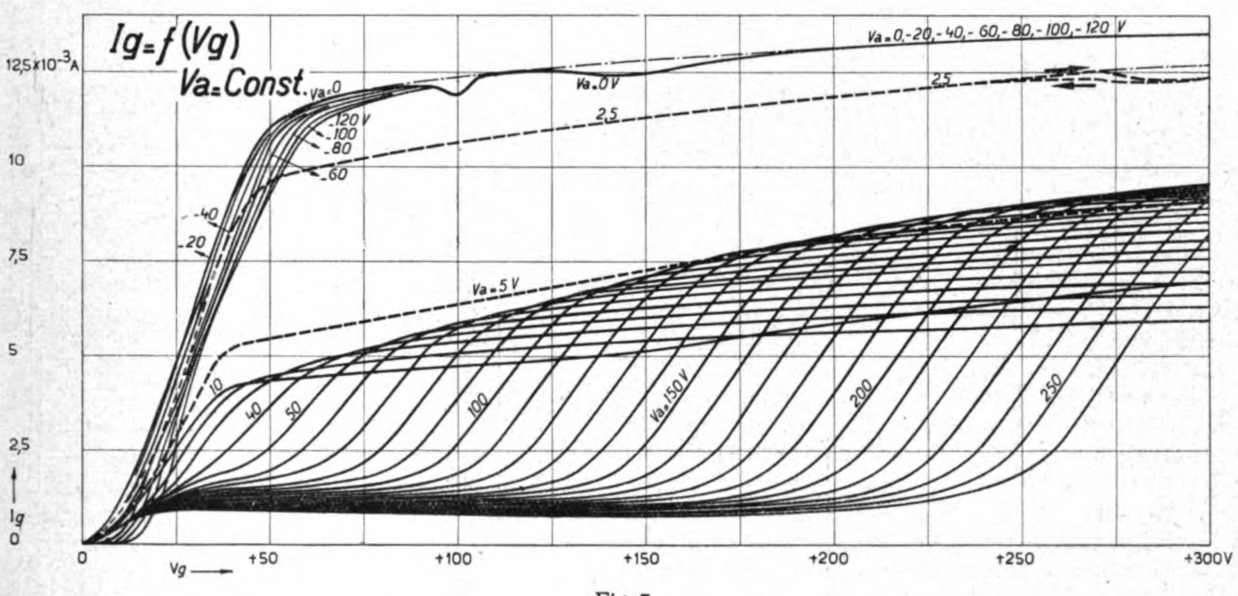


Fig. 7.

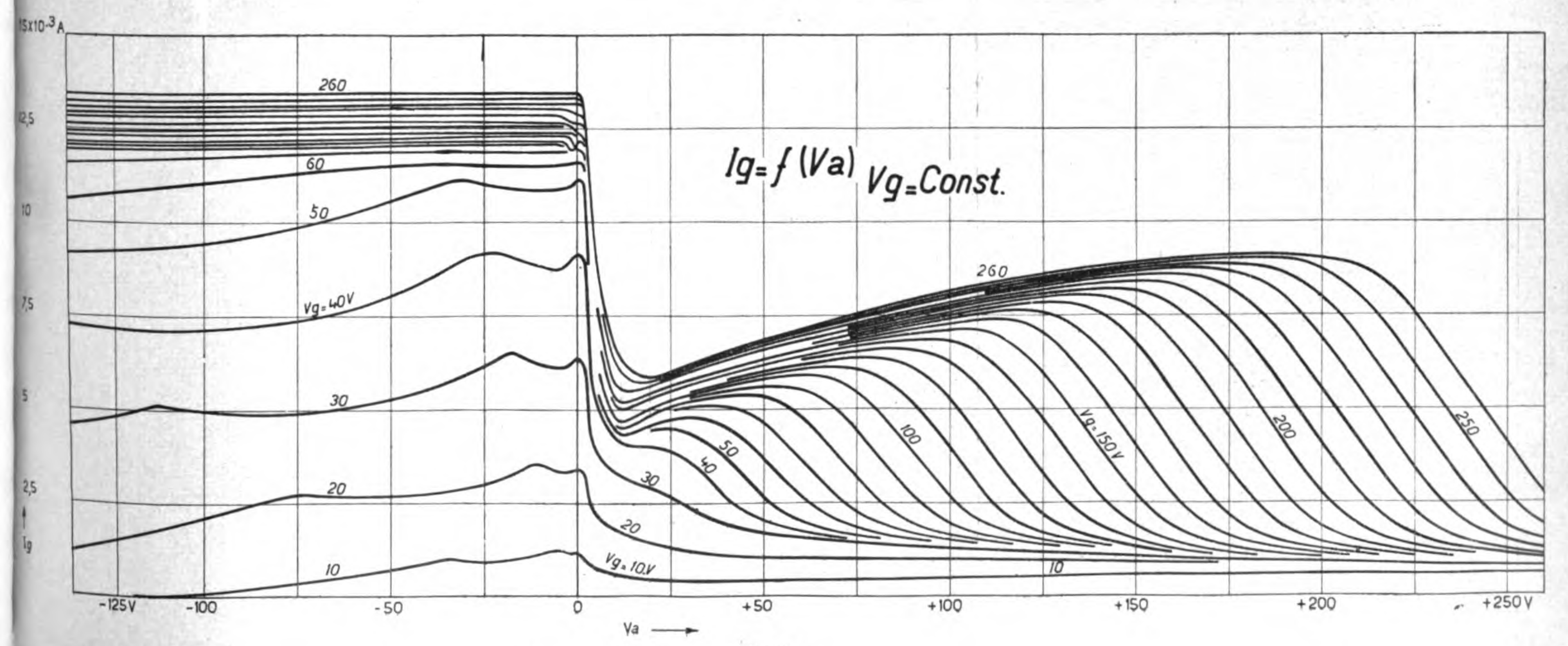


Fig. 8.

i_a sind zwei von verschiedenen Seiten aufgenommene Stereoskopansichten beigefügt. (Fig. 3 und 4.) Das Modell zeigt, vertikal aufgetragen, den Anodenstrom einer kleinen Empfangstriode für das Gebiet von $V_a = -40$ bis $+220$ Volt und $V_g = -40$ bis $+220$ Volt.

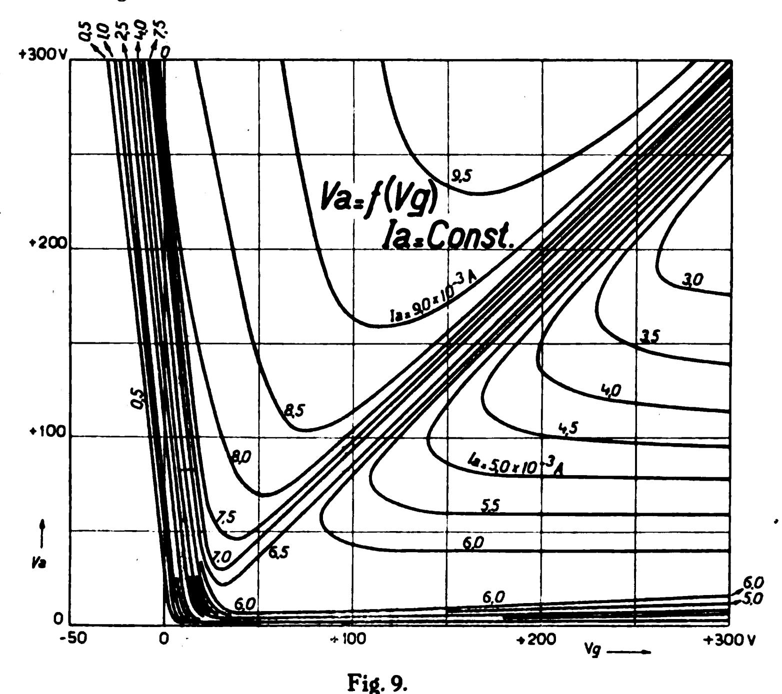


Fig. 9.

Ferner gibt die angebogene Tafel die vier zu einandergehörigen Querschnitte der charakteristischen Flächen einer Empfangstriode von Philips, Type E. Man sieht (Fig. 5) den Anodenstrom als Funktion der Gitterspannung bei verschiedenen konstant gehaltenen Anodenspannungen, und (Fig. 7) den Gitterstrom als Funktion der Gitterspannung für konstante Anodenspannung. Weiter sieht man (Fig. 6) den Anodenstrom als Funktion von der Anodenspannung bei konstant gehaltener Gitterspannung, und darunter (Fig. 8) den Gitterstrom als Funktion von Anodenspannung bei konstant gehaltener Gitterspannung. Man findet ferner (Fig. 9) den Horizontalschnitt der Fläche $i_a = f_1 (V_a, V_g)$, das ist $V_a = f_3 (V_g)\, i_{a = \text{const.}}$, und (Fig. 10) schließlich den Horizontalschnitt der Fläche

$$i_g = f_2 (V_a, V_g) \text{ das ist } V_a = f_4 (V_g)\, i_{g = \text{const.}}$$

Wir geben diese Charakteristiken hier ausführlich und über ein weites Gebiet der positiven und negativen Anoden- und Gitterspannungen, da uns in der reichen Literatur über diesen Gegenstand keine einzige vollständige Abbildung der Charakteristiken über das hier behandelte Spannungsgebiet bekannt ist. Die Anoden- und Gitterpotentiale sind immer gegen das negative Ende des Glühdrahtes gemessen.

Um eine physikalische Erklärung für den Verlauf der Charakteristiken zu finden, wollen wir das betrachtete Gebiet in zwei Teile teilen:

a) das Gebiet, wo der Glühdraht noch nicht gesättigt ist und die sich entwickelnde Raumladung dem Emissionsstrom die Grenze setzt;

b) das Gebiet, wo der Glühdraht gesättigt ist und also den maximalen Strom aussendet, der durch die bekannte Richardson'sche Gleichung

$$i_s = A\, T^{1/2}\, e^{-\frac{c}{T}}$$

dargestellt wird, worin A und c Funktionen des Glühdrahtmaterials sind.

Betrachten wir zuerst das ungesättigte Gebiet.

Wie in den einleitenden Worten schon in Erinnerung gebracht wurde, besteht immer rund um eine ungesättigte Glühkathode eine Elektronenwolke, von der zu erwarten ist, daß sie das ursprüngliche Feld stört. Bei der Untersuchung dieser Störung, wie sie aus den Messungen hervorgeht, wollen wir vorläufig die Art und Weise, wie sich der Elektronenstrom auf Anode und Gitter verteilt, ganz außer Acht lassen. Anstatt also die Charakteristiken i_a und i_g gesondert zu betrachten, wollen wir erst näher untersuchen, wie der Gesamtstrom $i_a + i_g$ von der Anoden- und Gitterspannung abhängt. Der Versuch zeigt, daß bei einer gut

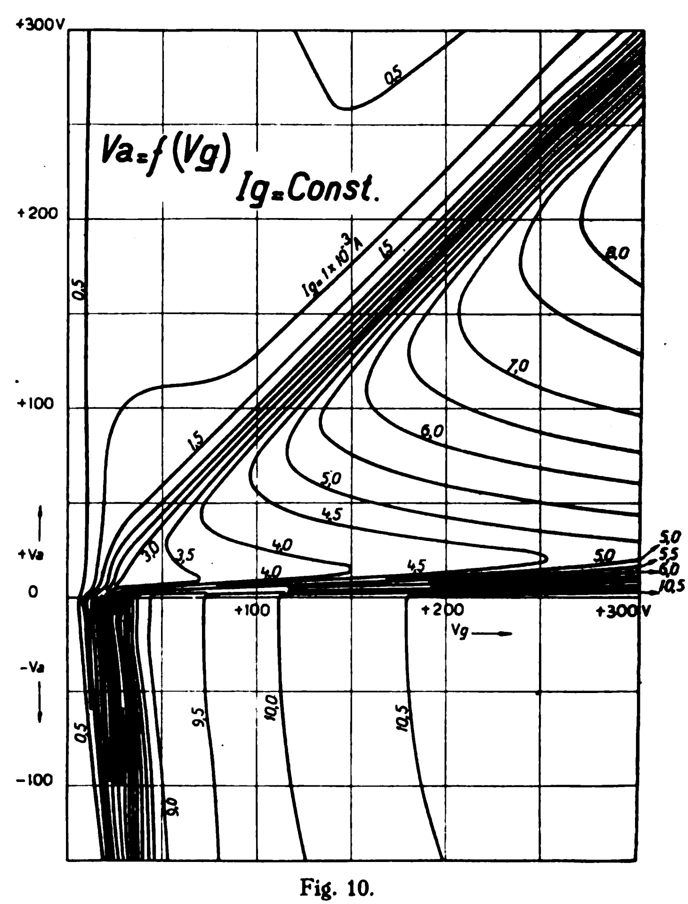


Fig. 10.

konstruierten Empfangstriode die Summe von Anoden- und Gitterstrom, mit Ausnahme eines besonderen Gebietes, nur eine Funktion von dem Ausdruck $V_a + g\, V_g$[4]) ist, also

$$i_a + i_g = f (V_a + g\, V_g) \tag{16}$$

Der Ausdruck 16) wird auf folgende Weise experimentell geprüft[5]) (siehe Fig. 11). Die Anodenspannung einer Triode Typus E wird von -300 Volt bis $+300$ Volt variiert und jedesmal dabei die Gitterspannung gesucht, die die Summe von Anoden- und Gitterstrom auf einen konstanten Wert erhält. Als diese konstanten Werte wurde 9, 7, 5, 3, 1 und 0 Milliampere gewählt. Ist nun 16) gültig, dann erhält man also für jeden Wert des Parameters 9, 7 usw. immer eine gerade Linie als funktionelle Abhängigkeit zwischen V_a und V_g und alle diese Geraden müssen untereinander parallel laufen; ihre Neigung ergibt den Verstärkungsfaktor g. Aus Fig. 11 sieht man, mit welch großer Genauigkeit das Gesetz 16) gilt. In der Tat laufen die Linien für

$$i_a + i_g = 9{,}7 \ldots . 3 \times 10^{-3}$$

[4]) Der Ausdruck entspricht der „Steuerspannung" $V_g + D\, V_a$.

[5]) Vgl. auch H. Rukop. Dieses Jahrbuch 14, 113; 1919.

genau parallel. (Der Deutlichkeit halber sind die Ordinaten und Abczissen in verschiedenem Maßstabe aufgetragen.) Der Wert des Verstärkungsfaktors, gemessen aus den verschiedenen Geraden, beträgt

für $i_a + i_g = 9 \times 10^{-3}$	$g = 10{,}77$
7×10^{-3}	$10{,}80$
5×10^{-3}	$10{,}79$
3×10^{-3}	$10{,}79$
1×10^{-3}	$10{,}59$

Geht man also mit den Messungen nicht bis zu allzu kleinen Stromstärken herab, so gibt uns diese Methode die Möglichkeit, den Verstärkungsfaktor bis auf ein Promille genau zu bestimmen. Ferner sei darauf hingewiesen, daß im zweiten Quadranten (V_g pos., V_a neg.) natürlich nur ein Gitterstrom fließt. Ebenso ist im vierten Quadranten (V_g neg. V_a pos.) nur ein Anodenstrom, während im ersten Quadranten (V_a pos. V_g pos.) der gemessene Strom die Summe aus Gitter- und Anodenstrom ist. Obschon also die Elektronenbahnen in dem Teil der Triode, der nicht direkt an den Glühdraht grenzt, äußerst verschieden sind, so sieht man, daß Gleichung 16) trotzdem genau gilt. Wenn wir von den Störungen in dem mittleren Teil der Geraden und den Störungen bei kleinen Stromstärken absehen, ist dies also ein Zeichen dafür, daß die Raumladung dicht bei der Glühkathode und damit das Feld, das in der Nähe der Kathode besteht, homogen ist. Es tritt also keine „Inselbildung" auf. Die Bedingungen dafür sind in Gleichung 7a) gegeben, die schon zur Ableitung des Potentialausdrucks 7) benutzt worden ist. Da wir später noch Gebrauch davon machen werden, wollen wir hier schon bemerken, daß unter diesen Bedingungen auch an der Anode keine „Inselbildung" auftritt. Das Feld ist also auch da homogen.

Man kann den betrachteten Ausdruck 16) auch in die Worte fassen: Der aus dem Glühdraht austretende Strom ist nur eine Funktion der Ladung, die der Glühdraht im elektrostatischen Falle hat. Die Erklärung hiervon ist sicher in den Betrachtungen zu suchen, die wir in der Einleitung über die Veränderung eines Feldes durch die Anwesenheit der Raumladung an der Kathode angestellt haben. Es wurde dort gezeigt, daß man die Störungen des elektrostatischen Feldes in dem Falle der flachen Diode zum großen Teil durch eine virtuelle Veränderung des Abstandes von Anode und Kathode kompensieren kann, und es ist naheliegend, diese Betrachtungen auch auf den Fall der zylindrischen Triode auszudehnen, wo wir durch Veränderung des Durchmessers des Glühdrahtes zu einer ähnlichen Schlußfolgerung gelangen könnten.

Nach Gleichung 8 ist im elektrostatischen Fall die Ladung auf der Kathode und folglich auch der Potentialgradient auf ihrer Oberfläche gegeben durch

$$Q_f = -C_{af}\,V_a - C_{gf}\,V_g$$

Da nun in der Formel 9) für C_{af} und C_{gf} der Radius k der Kathode nur als großes Argument a/k und b/k eines Logaritmus vorkommt, so werden kleine prozentuale Veränderungen von k nur wenig Einfluß auf das Feld haben. Überdies kommt der Radius k des Glühdrahts in der Formel 13) für den Verstärkungsfaktor g überhaupt nicht vor, und hierin liegt wohl die Erklärung für die große Genauigkeit, mit der man Gleichung 16) bestätigt findet.

Es gibt aber, wie man aus Fig. 11 sieht, zwei Ausnahmegebiete. Die Kurve zweigt im ersten Quadranten, sobald $V_a = V_g$ wird, von der Geraden, die gestrichelt durchgezogen ist, nach oben ab und verläuft im zweiten Quadranten (V_g pos. V_a neg.) oberhalb der Geraden, um sich erst dann wieder mit ihr zu vereinigen, wenn $V_a = -5\,V_g$ wird. Die Erklärung muß in der folgenden Erscheinung gesucht werden. Wenn die Anodenspannung kleiner ist als die Gitterspannung, und vor allem, wenn bei positivem V_g, V_a negativ ist, wird ein Teil der Elektronen, die sich durch die Maschen des Gitters in der Richtung der Anode bewegen, gebremst werden. Wenn die Anode negativ ist, müssen sogar alle diese Elektronen umkehren, keine einzige kann die negative Anode erreichen, sofern man die Austrittsgeschwindigkeit vernachlässigt. Bei diesem Bremsen und noch mehr bei dem totalen Umkehren erzeugen die Elektronen in der Nähe des Heizfadens zum zweiten Male eine Raumladung, die den Totalstrom, der den Glühdraht verläßt, herabdrückt[6]).

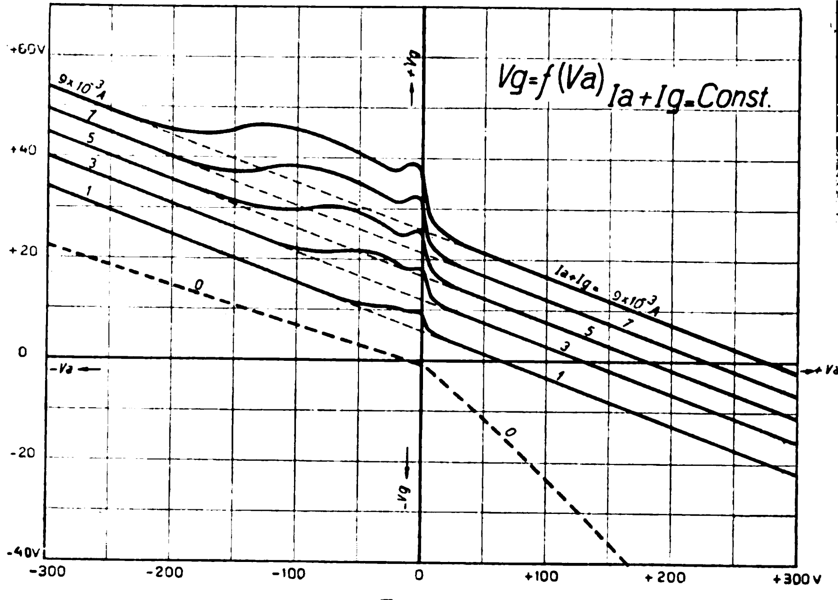


Fig. 11.

Bei stark negativer Anode, $V_a / V_g < -5$, kehrt ein Teil der Elektronen schon um, bevor sie noch die normale Raumladung verlassen haben, die Erscheinung verschwindet und Gleichung 16 ist wieder gültig.

Die zweite Abweichung von Gleichung 16, die bei dem kleinen Werte 1×10^{-3} für $i_a + i_g$ auftritt und vor allem bei dem Werte null, rührt auch von einer Raumladung her. Wenn bei den Abständen zwischen Glühdraht, Gitter und Anode, wie sie bei Empfangstrioden auftreten, der Strom durch passende Wahl von V_a und V_g klein wird, breitet sich die Raumladung relativ weiter von der Kathode aus als bei größerem Strome. Man nähert sich hier einer Elektronenverteilung (und beim Strome 0 erreicht man sie), die durch das stationäre Temperaturgleichgewicht mit dem Glühdraht durch die folgende Gleichung bestimmt wird:

$$\Delta \varphi = -\varrho_0\, e^{-\frac{e\varphi}{kT}}$$

wobei die Anfangsgeschwindigkeit, mit der die Elektronen den Glühdraht verlassen, nicht mehr vernachlässigt werden soll. Bei der flachen Diode ist unter diesen Umständen die Elektronendichte in einigem Abstande von der Kathode nur von der Temperatur, nicht mehr von dem Material der Glühkathode abhängig und nimmt ziemlich langsam, nämlich umgekehrt proportional mit dem Quadrate des Abstandes von der Kathode ab. Bei diesen kleinen Strömen liegt also das Gitter mitten in der Elektronenwolke und es ist nicht zu verwundern, daß unter diesen Umständen die elektrostatische Gleichung 16) nicht mehr gilt. Überdies stört hier das Potentialgefälle auf dem Glühdraht.

---

[6]) B. van der Pol, Physica V. 1. 1925.

Bevor wir nun die Verteilung des den gesättigten oder ungesättigten Glühdraht verlassenden Elektronenstroms auf Anode und Gitter weiter verfolgen, wollen wir erst die charakteristischen Flächen mehr im einzelnen betrachten. Die beiden stereoskopischen Aufnahmen Fig. 3 und 4 des Gipsmodells der Anodenstromcharakteristik geben diese Fläche bis zu maximal 220 Volt für V_a und V_g; die V_a und V_g-Axen sind durch Buchstaben angegeben. Auf dem Modell sind immer im Abstande von 20 Volt Linien gezogen, die die Schnitte mit der Fläche V_a = constant angeben. Jede solche Linie stellt demnach eine Anodenstrom-Gitterpotentialcharakteristik bei konstant gehaltenem Anodenpotential dar. In Fig. 3 erkennt man an der linken Seite des Modells das allmähliche Zunehmen des Anodenstroms bei Vergrößerung des absoluten Wertes der Gitterspannung. Alle Kurven beginnen mit $i_a = 0$ und biegen nachher, dem bekannten $V^{3/2}$-Gesetze folgend, nach oben ab. Am oberen Rande werden alle Schnitte mehr oder weniger horizontal: die Sättigung ist erreicht. Man sieht jedoch, daß kurz vor der Fläche $V_a = V_g$ (das ist die vertikale Fläche, die den Winkel zwischen den positiven Axen von V_a und V_g halbiert) die Kurven plötzlich nach unten abbiegen. In dem Augenblick also, wo die Gitterspannung größer wird als die Anodenspannung, nimmt der Anodenstrom plötzlich ab.

Auf den ersten Blick könnte man vermuten, der Grund davon sei der, daß, sobald die Gitterspannung größer ist als die Anodenspannung, der Anteil der Elektronen, die zum Gitter wandern, größer wird auf Kosten des Teiles, der zur Anode geht. Wie wir weiterhin sehen werden, ist diese Auffassung nicht richtig. Die Ursache der Abnahme des Anodenstroms in der Nachbarschaft von $V_g = V_a$ liegt in der Tatsache, daß die Primärelektronen, die das Nickel der Anode mit einer von der Anodenspannung abhängigen Geschwindigkeit bombardieren, an der Anode Sekundärelektroden freimachen. Solange $V_g < V_a$ bleibt werden alle diese Sekundärelektronen durch die Anode selbst wieder zurückgezogen, aber wenn die Gitterspannung um ein weniges größer ist als die Anodenspannung, ist das Feld an der Anode überall (denn es tritt keine Inselbildung an der Anode auf) von umgekehrtem Vorzeichen, und die Sekundärelektronen werden von dem Gitter angezogen. Der resultierende Anodenstrom nimmt daher ab. Wie aus Fig. 4, die dasselbe Modell von einer anderen Seite wiedergibt, zu sehen ist, wird diese Abnahme größer, wenn die Anodenspannung größer wird, ein Beweis, daß die Zahl der Sekundärelektronen mit der Geschwindigkeit zunimmt, mit der die Primärelektronen die Anode bombardieren. Bei sehr kleinen Primärgeschwindigkeiten, das ist für kleine Werte von V_a, also vorne an dem Modell Fig. 3, ist die Sekundäremission der Anode zu vernachlässigen, und hier nimmt der Anodenstrom nicht ab, sobald $V_g > V_a$ wird.

In Fig. 4 haben wir einen Schnitt des Modells mit der Fläche $V_g = +220$ Volt gegeben, also die Charakteristik $i_a = f(V_a)\,_{V_g = \text{const.}}$ Deutlich tritt hier hervor, wie infolge der Sekundäremission der Anodenstrom bei zunehmender Anodenspannung abnimmt. Diese fallende Charakteristik führt, wie beim Lichtbogen und bei anderen Gasentladungen, zu labilen Zuständen. Hull hat diese Erscheinung zum ersten Male in seinem Dynatron dazu benutzt, um in einer Triode ohne Rückkopplung Schwingungen zu erzeugen.

Mit mehr Einzelheiten und größerer Genauigkeit gibt Fig. 5 den Schnitt durch die i_a-Fläche für V_a = constant wieder. Die Abnahme des Anodenstroms in der Nachbarschaft von $V_g = V_a$ bei Vergrößerung der Gitterspannung tritt hier auch deutlich hervor. Der zugehörige Gitterstrom als Funktion von V_g ist in Fig. 7 dargestellt. Man sieht, wie bei $V_g = V_a$ der Gitterstrom jedesmal stark zunimmt, weil dann die Sekundärelektronen der Anode an das Gitter hinübergezogen werden. Da im Sättigungsgebiet, abgesehen von einer kleinen Zunahme des Sättigungsstromes bei hohen Spannungen, der den Glühdraht verlassende Gesamtstrom konstant ist, nimmt der Gitterstrom jedesmal um so viel zu, als der Anodenstrom abnimmt, denn die Summe muß konstant bleiben.

Bevor wir uns ein paar Einzelheiten der Fig. 5 und 7 näher betrachten, möge erst auf Fig. 6 und 8 hingewiesen werden, die $i_a = f(V_a)\,_{V_g = \text{const.}}$ und $i_g = f(V_a)\,_{V_g = \text{const.}}$ wiedergeben. Fig. 6 zeigt deutlich die Dynatron-Kurve, die eben besprochene fallende Charakteristik des Anodenstroms, während im rechten Teil von Fig. 8 $V_a > 0$ die Ergänzung des Anodenstroms durch den Gitterstrom bis zum vollkommenen Sättigungsstrom zu sehen ist. Die Zacken links in den Kurven von Fig. 8 ($V_a < 0$) sind dieselben, denen wir schon in Fig. 11 begegnet sind und die wir sekundären Raumladungen von Primärelektronen zugeschrieben haben, die auftreten, wenn die Elektronen infolge des negativen Anodenpotentials zwischen Gitter und Anode umkehren.

Es geschieht manchmal, daß die Triode in diesem Raumladungsgebiete von selbst in Schwingungen von äußerst hoher Frequenz gerät, die einer Wellenlänge von der Größenordnung von ein Meter entspricht (sie hängt übrigens von der Spannung ab). Diese Schwingungen wurden zuerst von Barkhausen und Kurz[7]) beschrieben. Sie traten auch bei der Aufnahme unserer Charakteristiken auf, nämlich für $V_a = 0$. Nach Fig. 5 ist bei kleinen Gitterspannungen, wie zu erwarten war, der Anodenstrom für $V_a = 0$ auch null. Wenn man aber $V_a = 0$ hält und die Gitterspannung auf 50 Volt bringt, zeigt sich plötzlich ein kleiner Anodenstrom, der bei Vergrößerung von V_g wieder auf null zurückgeht, aber bei $V_g =$ 100 und 150 Volt wieder auftritt. Wie man mit Hilfe von Detektor und Galvanometer nachweisen konnte, sandte das System in diesen Punkten Schwingungen von äußerst hoher Frequenz aus. Wir sind der Meinung, daß diese Schwingungen ihre Ursache in Labilitäten der Raumladung haben, wie es ausführlich in „Physica" (l. c.) untersucht worden ist. Es ist nämlich sehr leicht möglich, daß mehr als ein stationärer Zustand in der Verteilung der Raumladung zustande kommen kann, und daß das System zwischen zwei Zuständen oszilliert. Daß wirklich manchmal zwei stabile Zustände infolge der Bildung der Raumladung gefunden werden, sieht man aus dem Verlauf der Kurve für $V_a = 2{,}5$ Volt in Fig. 7, wo bei der Aufnahme der Charakteristik der Hochvakuumtriode eine stets genau reproduzierbare Hysteresisschleife auftritt. Die Tatsache, daß solche Schwingungen, soweit es dem Verfasser bekannt ist, nur in Gebieten auftreten, die, wie oben beschrieben, durch Raumladungen gestört sind und daß sie verschwinden, wenn der Glühdraht kälter und infolgedessen die Raumladungen geringer werden, bildet auch eine Stütze für diese Auffassung.

Betrachten wir nun in Fig. 9 und 10 die Horizontalschnitte durch die Charakteristiken i_a und i_g, also die Funktionen $V_a = f(V_g)\,_{i_a = \text{const.}}$ und $V_a = f(V_g)\,_{i_g = \text{const.}}$ näher. Es sind, wie mann sagen kann, Niveaulinien. Aus Fig. 9 sieht man, daß für $V_g < 0$ die Niveaulinien dicht bei einander liegen: der Anodenstrom nimmt hier rasch zu bei Vergrößerung des Absolutwertes der Gitterspannung. Das genaue Parallellaufen dieser Geraden beobachteten wir schon in dem vierten Quadranten von Fig. 11. Die Neigung dieser Geraden gab, wie wir sahen, den genauen Wert des Verstärkungsfaktors g. Diese Geraden gehen, wie oben bei

[7]) Barkhausen und Kurz, Phys. Ztschr. **21**, 1, 1920.

Fig. 11 auseinandergesetzt wurde, für $V_a < 0$ in die Niveaulinien des Gitterstroms (Fig. 10) über, aber mit der schon mehrmals besprochenen Störung durch die Raumladungen. Man sieht ferner, wie infolge davon, daß der Sättigungsstrom nicht ganz konstant bleibt, und daß Sekundärelektronen von dem Gitter emittiert werden, der Anodenstrom bei Erhöhung des Gitterpotentials langsam weiter ansteigt, bis ungefähr $V_g = V_a$ geworden ist. Dann nimmt der Anodenstrom wieder ab, während der Gitterstrom infolge der Sekundäremission von der Anode rasch zunimmt.

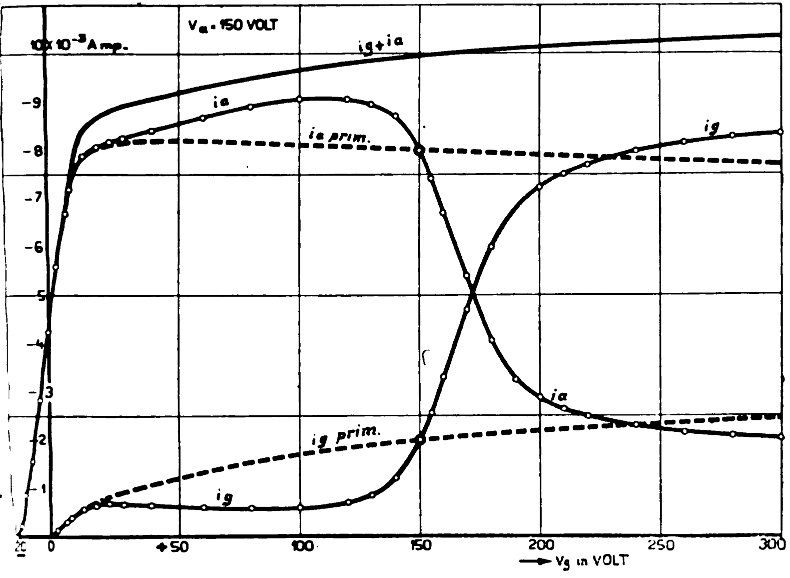


Fig. 12.

Bei der Erscheinung der Sekundäremission, die, wie wir sahen, eine wichtige Rolle bei der Triode spielt, treten einige Fragen auf, die eine nähere Betrachtung verdienen. In Fig. 12 sind einige Charakteristiken, die den Fig. 5 und 7 entnommen sind, zusammen auf ein Bild gebracht. (Fig. 12 wurde in Wirklichkeit an einer anderen Triode aufgenommen als Fig. 5 und 7, daher die kleinen Abweichungen.) Bei einer konstant gehaltenen Anodenspannung von 150 Volt gibt Fig. 12 den Anodenstrom und Gitterstrom als Funktion der veränderlichen Gitterspannung wieder. Ferner ist auch die Kurve $i_g + i_a$ gezeichnet, die bei $V_g = 15$ Volt die Sättigung erreicht. Gestrichelt sind in der Figur die zwei Kurven $i_{a\,\mathrm{prim}}$ und $i_{g\,\mathrm{prim}}$ eingezeichnet. Hierdurch ist angenähert der primäre Elektronenstrom der Anode und des Gitters angegeben. Man sieht z. B., wie für $V_g > V_a = 150$ Volt der gemessene Strom i_a unter der $i_{a\,\mathrm{prim}}$ -Kurve verläuft. Die Sekundärelektronen verlassen unter diesen Umständen die Anode und werden von dem Gitter abgefangen. Aber ebenso, wenn auch numerisch nicht so stark, verläuft i_a über $i_{a\,\mathrm{prim}}$ für $V_g < V_a$. Man hat es hier nämlich mit Sekundärelektronen des Gitters zu tun, die die Anode erreichen. In den Figuren gehen die Kurven $i_{a\,\mathrm{prim}}$ und $i_{g\,\mathrm{prim}}$ durch die Punkte der Kurven i_a und i_g für $V_g = V_a$. Der Grund hiervon liegt in der folgenden, vor einigen Jahren von mir an verschiedenen Trioden bemerkten Eigenschaft: für $V_g = V_a$ ist $i_g / i_a = \mathrm{const.}$[8])

Nun liegt, wenn man einen Augenblick von der Sekundäremission absieht, die folgende falsche Schlußfolgerung sehr nahe. Die Elektronen folgen im Hochvakuum nicht den Kraftlinien, sondern infolge ihrer Masse schießen sie in den Ausbuchtungen heraus. Erhöht man daher das gemeinsame Potential $V_g = V_a$, dann werden die Elektronen mit größerer Geschwindigkeit an der Gitterfläche ankommen, und ein verhältnismäßig größerer Teil von ihnen wird nach der Anode durchfliegen. Der Anodenstrom wird also auf Kosten des Gitterstromes zunehmen. Der Versuch zeigt, daß dies nicht der Fall ist, man findet im Gegenteil mit großer Genauigkeit, daß die Verteilung der Elektronen auf Gitter und Anode von dem gemeinsamen Werte $V_g = V_a$ unabhängig ist. Bei Sättigung ist also für $V_g = V_a$, $i_a = \mathrm{const.}$ und $i_g = \mathrm{const.}$, wie aus Fig. 9 und 10 zu ersehen ist, in welchen Figuren eine der Niveaulinien den Winkel zwischen den positiven V_g und V_a-Achsen genau in der Mitte teilt. Außerdem findet man auch bei den Fig. 5 bis 8 diese Erscheinung wieder.

Eine nähere Überlegung zeigt, daß die eben angeführte Folgerung nicht richtig ist. Man kann nämlich den folgenden allgemeinen Satz einfach beweisen. B r i n g t m a n e i n E l e k t r o n o h n e A n f a n g s g e s c h w i n d i g k e i t i n e i n e l e k t r i s c h e s F e l d , d a n n h ä n g t d i e B a h n , d i e e s b e s c h r e i b t , n u r v o n d e r g e o m e t r i s c h e n K o n f i g u r a t i o n d e s F e l d e s , n i c h t v o n d e r F e l d s t ä r k e a b. Im Falle der Triode wird also die Verteilung der den Glühdraht mit vernachlässigbarer Geschwindigkeit verlassenden Elektronen an Gitter und Anode nicht verändert, wenn man die Anoden- und die Gitterspannung im selben Maße vergrößert oder verkleinert. Mathematisch ausgedrückt, lautet dieser Satz, daß man ohne Sekundäremission erwarten müßte,

$$\frac{i_g}{i_a} = f\left(\frac{V_g}{V_a}\right). \qquad (17)^{9)}$$

Nun zeigt sich, wie wir schon sagten, daß Gleichung 17 in Wirklichkeit n u r für $V_g = V_a$ gilt. Wir schließen hieraus, daß die Punkte der Charakteristik für $V_g = V_a$ von Sekundäremission unbeeinflußt sind und daß außerdem die weitaus meisten sekundären Elektronen mit einer Geschwindigkeit ausgesandt werden, die klein ist gegenüber der primären Geschwindigkeit. Das ist die Ursache, warum in Fig. 12 i_a und $i_{a\,\mathrm{prim}}$ sowie i_g und $i_{g\,\mathrm{prim}}$ sich an den Punkten schneiden, wo $V_g = V_a$. Der übrige Teil der $i_{a\,\mathrm{prim}}$ und $i_{g\,\mathrm{prim}}$-Kurven in Fig. 12 ist aus Stromverteilungen bei kleinen Potentialen, wo die Sekundäremission in den Hintergrund tritt, angenähert abgeleitet.

Aus Fig. 12 folgt ferner noch die folgende Besonderheit: Die Kurve für i_a wird nicht bei $V_g = V_a$ horizontal, sondern um alle Sekundärelektronen von der Anode heranzuziehen, muß das Gitter um einen Betrag von etwa 60 bis 70 Volt stärker positiv sein als die Anode. Nun folgt aus Gleichung 8, daß die Ladung der Anode und damit auch der Potentialgradient an der Anode das Vorzeichen wechselt, wenn

$$0 = Q_a = -C_{ag} V_g + (C_{ag} + C_{af}) V_a$$

oder zufolge von 9)

$$\frac{V_g}{V_a} = 1 + \frac{\gamma}{\log \frac{a}{k}}$$

Für eine Empfangstriode, für welche unsere Charakteristiken aufgenommen sind, ist

$$1 + \frac{\gamma}{\log \frac{a}{k}} = 1{,}02.$$

Der Durchgriff des Glühdrahts durch das Gitter nach der Anode bewirkt also, daß für $V_g/V_a > 1{,}02$ die Kraft auf die Elektronen an der Oberfläche der Anode von dieser weggerichtet ist. Man wird also erwarten, daß, sobald

[8]) Radio Review III p. 55, 56. 1922.

[9]) Vgl. F. Tank, Jahrb. Bd. 20, S. 83, 1922.

$V_g = 1{,}02\,V_a$ wird, alle Sekundärelektronen nach dem Gitter gezogen werden. Der Versuch zeigt aber, daß V_g viel stärker positiv gemacht werden muß im Vergleich zu V_a, um alle Sekundärelektronen zu „sättigen", da sonst viele Sekundärelektronen um die Gitterdrähte herumlaufen und wieder zur Anode gelangen.

Es zeigt sich, daß die Zahl der von dem Primärelektron freigemachten Sekundärelektronen, außer natürlich vom Material, auch von der Art der Anodenoberfläche abhängig ist. Die folgenden numerischen Angaben geben gleichwohl ein gutes Bild der Erscheinung. Für Nickel ist in dem Gebiete einer Primärgeschwindigkeit von 150 bis 1000 Volt der Reflektionskoëffizient (die Zahl der von einem Primärelektron erzeugten Sekundärelektronen) ungefähr proportional mit der Primärgeschwindigkeit, also wenn man mit P die Anzahl der Primärelektronen und mit S die Anzahl der Sekundärelektronen bezeichnet, so hat man in erster Annäherung

$$\frac{S}{P} = a\,V^{1/2} \tag{18}$$

worin a eine Konstante ist.

Die Zahl der Sekundärelektronen kann größer sein als die Zahl der Primärelektronen. In diesem Falle läuft der Strom gegen die Spannung an. Bei reinen Nickelanoden geht der Strom bei einer Primärgeschwindigkeit von 300 bis 400 Volt durch null. Ähnliche Werte wurden auch für Molybdän und Wolfram gefunden. Bei 1000 Volt Primärgeschwindigkeit sendet eine Nickelanode ungefähr ein Fünftel mehr Sekundärelektronen aus, als Primärelektronen auf sie auftreffen.

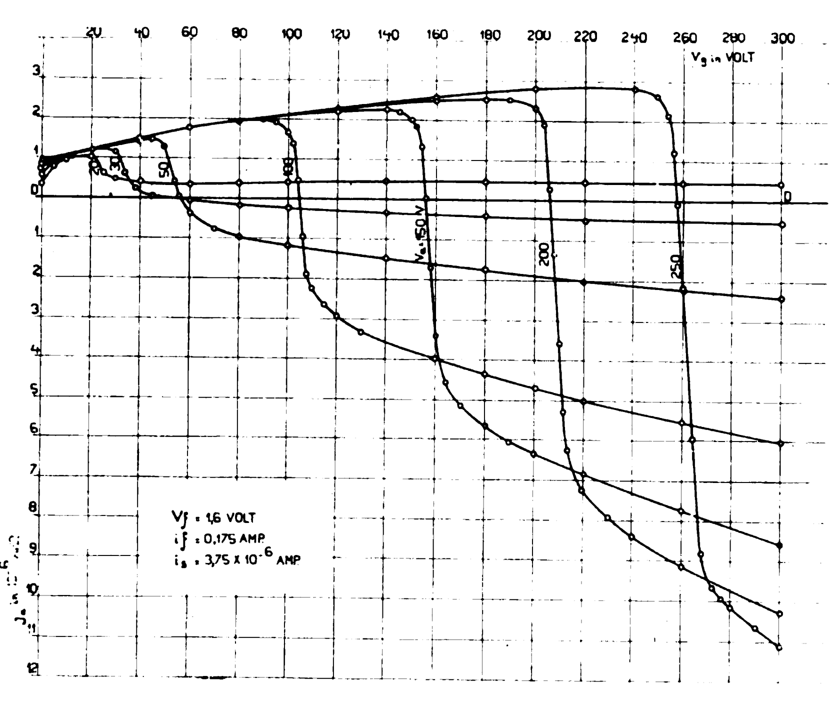


Fig. 13.

Ganz andere Zahlen ergaben sich aber bei einer mit Bariumoxyd bedeckten Anode (Fig. 13), wie ein Vergleich dieser Figur mit Fig. 5 zeigt. Es ist bekannt, daß Bariumoxyd eine sehr kleine Richardson'sche Konstante φ hat. Man sieht, daß ein Material, das eine gute Quelle für Primärelektronen bildet, auch ein großes Sekundäremissionsvermögen besitzt. So gab z. B. eine derartige Oxydanode schon bei 25 Volt Primärgeschwindigkeit ebensoviel Sekundärelektronen ab, wie Primärelektronen darauffielen. Bei einer Primärgeschwindigkeit von 1000 Volt konnten einer solchen Anodenfläche ungefähr 20 mal so viel Sekundärelektronen entzogen werden, als Primärelektronen darauffielen. Diese Tatsachen deuten entschieden darauf hin, daß die sekundäre Elektronenemission mit einer lokalen Primäremission zu vergleichen ist, die unter dem Einflusse der Wärmeentwicklung der aufgefallenen Primärelektronen entsteht.

Zum Schlusse sei noch auf den Einfluß aufmerksam gemacht, den die Sekundäremission im allgemeinen auf die Erwärmung der Elektroden ausübt. Wenn man als erste Annäherung annimmt, daß die Sekundärelektronen mit einer zu vernachlässigenden Geschwindigkeit austreten, ist leicht einzusehen, daß für $V_a > V_g$ die Erwärmung der Anode gegeben ist durch

$$i_{a\,\text{prim}}\,(V_a + \varphi) + i_{ga}\,(V_a - V_g + \varphi)$$

worin φ die für das betreffende Material geltende Richardson'sche Konstante und i_{ga} der sekundäre Elektronenstrom von Gitter zur Anode ist. Die totale kinetische Energie der primären Elektronen ist ja beim Eintreffen an der Anode $i_{a\,\text{prim}}\,V_a$, während sie beim Eintritt in die Anode noch die Energie $i_{a\,\text{prim}}\,\varphi$ gewinnen. Außerdem trifft der vom Gitter ausgehende Elektronenstrom i_{ga} die Anode, welche Sekundärelektronen die Spannung $V_a - V_g$ durchfallen haben. Für V_a und $V_g >> \varphi$ erhält man daher:
Erwärmung der Anode:

$$W_a = i_{a\,\text{prim}}\,V_a + i_{ga}\,(V_a - V_g).$$

Erwärmung des Gitters:

$$W_g = i_{g\,\text{prim}}\,V_g.$$

Mit Hinsicht darauf, daß das gemessene i_a gegeben ist durch

$$i_a = i_{a\,\text{prim}} + i_{ga}$$

erhält man also

$$\left.\begin{aligned} W_a &= i_a\,V_a - i_{ga}\,V_g \\ W_g &= i_g\,V_g + i_{ga}\,V_g \end{aligned}\right\} \text{für } V_a > V_g. \tag{19}$$

Ebenso

$$\left.\begin{aligned} W_a &= i_a\,V_a + i_{ag}\,V_a \\ W_g &= i_g\,V_g - i_{ag}\,V_a \end{aligned}\right\} \text{für } V_a < V_g. \tag{20}$$

Hieraus folgt allgemein, daß, obschon natürlich die Totalerwärmung der beiden Elektroden

$$W_a + W_g = i_a\,V_a + i_g\,V_g$$

durch die Summe von $i_a\,V_a$ und $i_g\,V_g$ gegeben ist, die Erwärmung jeder dieser Elektroden nicht durch jeden dieser Ausdrücke für sich gefunden werden kann, sondern daß die Elektrode mit dem niedrigeren Potential immer mehr und die mit dem höheren Potential immer weniger erwärmt wird, als das Produkt von Strom und Spannung der betreffenden Elektrode angibt. Das ist für große Senderöhren wichtig, deren Leistung oft durch die Erwärmung der Elektroden eine Grenze gesetzt wird.

Auf einige der hier behandelten Fragen hoffe ich in einer ausführlicheren Arbeit, zusammen mit Professor Appleton (Cambridge), noch eingehender zurückzukommen.

Zusammenfassung.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Potential- und Ladungsverteilung in einer kalten und in einer heißen flachen Diode verglichen. Es wird gezeigt, daß bei einer bestimmten Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode, das Feld an der Anode dasselbe bleibt wie bei der kalten Kathode, wenn die erhitzte Kathode um ein Drittel des ursprünglichen



Abstandes weiter von der Anode entfernt wird. Dann wird das elektrostatische Feld in einer zylindrischen Triode näher betrachtet. Der Verstärkungsfaktor g wird definiert als das Verhältnis der Kapazitäten zwischen Glühdraht-Gitter und Glühdraht-Anode. Es wird ferner gezeigt, daß der Gesamtstrom $i_a + i_g$, der den Glühdraht verläßt, nur eine Funktion von $V_a + g V_g$ ist, wo V_a und V_g die Potentiale von Anode und Gitter sind, jedoch mit zwei Ausnahmen: bei sehr schwachen Strömen liegt das Gitter in der den Glühdraht umgebenden Elektronenwolke, und diese Raumladung stört das elektrostatische Feld. Die zweite starke Störung des Feldes findet in einem gewissen Bereiche statt, wo $V_a < V_g$; als Ursache wird eine sekundäre Raumladung der Primärelektronen in der Nähe der Kathode angegeben, hervorgerufen durch Elektronen, die zweimal durch die Maschen des Gitters geflogen sind. Dann werden die charakteristischen Flächen für i_a und i_g an Hand von stereoskopischen Bildern und einer vollständigen Reihe von Charakteristiken diskutiert. Unregelmäßigkeiten der Charakteristiken treten dann auf, wenn die Triode von selbst die zuerst von Barkhausen beobachteten ganz kurzen Wellen aussendet, die auf labile Raumladungen zurückzuführen sind. Die Erscheinung der Sekundäremission, die eine wichtige Rolle bei den Trioden spielt, wird eingehend erörtert. Das Verhältnis der Anzahl der Sekundärelektronen, die pro Primärelektron entstehen, wird durch eine entsprechende Auslegung der Charakteristiken mit Hilfe des Gesetzes gefunden, das für den Fall gilt, daß keine Sekundärelektronen entstehen. Es wurden besondere Oxydanoden konstruiert, die 20 und mehr Sekundärelektronen pro Primärelektron liefern. Schließlich wird die gesamte Erwärmung der Elektroden untersucht und gefunden, daß die Elektrode mit dem höheren Potential weniger, die Elektrode mit dem niederen Potentiale mehr erwärmt wird, als aus dem Produkt von Strom und Spannung für die betreffende Elektrode folgen würde.

Eindhoven, September 1923.

Naturwissenschaftliches Laboratorium
der Glühlampenfabrik von N. V. Philips.

(Aus dem Holländischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

Ionisation der Atmosphäre und Ausbreitung elektrischer Wellen.

Von A. Gockel.

Die an den Meißnerschen[1]) Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Innsbruck sich anschließende Diskussion hat gezeigt, daß die Ansichten der Techniker und der sich mit der Luftelektrizität befassenden Physiker über das im Titel genannte Problem vielfach auseinander gehen. Da eine eingehende Aussprache nur förderlich sein kann und in Innsbruck eine solche der beschränkten Zeit halber nicht möglich war, so möchte ich vom Standpunkt des Luftelektrikers hier zu der Frage Stellung nehmen.

In fast allen in den technischen Zeitschriften erschienenen Aufsätzen, die sich mit der erhöhten Reichweite elektrischer Wellen in der Nacht beschäftigen, spielt die Ionisation der Atmosphäre durch die Sonne eine große Rolle. Aber ionisiert denn diese wirklich? In der Troposphäre sicherlich nicht. Das Schumann-Violett, das nach Lenard einzig ionisiert wirkt, ist in der Troposphäre nicht vorhanden, ob es in der Stratosphäre oberhalb der hypothetischen Ozonschicht, welche die Strahlen von geringerer Wellenlänge als 289 $\mu\mu$ abschneiden soll, sich findet, wissen wir nicht. Ein Hallwachseffekt, für dessen Hervorbringung auch die noch in die Troposphäre eindringenden kurzwelligen Strahlen genügen würden, ist möglich, kann aber höchstens an dem Eis der Zirruswolken eine Rolle spielen. Ein Einfluß des Sonnenscheins auf die Ionisation kommt auf jeden Fall in den luftelektrischen Beobachtungen nicht klar zum Ausdruck. Während v. Schweidler in Seeham im Salzburgischen findet, daß die elektrische Leitfähigkeit der Luft an Schönwettertagen unter-, an Schlechtwettertagen aber übernormal ist, kommt Lutz auf Grund seiner Beobachtungen in Bogenhausen am Rande Münchens zu dem Resultat, daß die Leitfähigkeit mit wachsender Himmelsbedeckung regelmäßig abnimmt. Dasselbe findet für die Ionisation Daunderer in Aibling bei Rosenheim. Nach meinen eigenen Beobachtungen tritt der Einfluß des Sonnenscheins auf die Ionisation vollständig zurück hinter den anderen Faktoren. Hohe Ionenzahlen werden beobachtet bei klarem Föhnwetter, aber auch bei größtenteils bedecktem Himmel beim Herannahen oder Abzug eines Tiefdruckgebietes, und Beobachtungen, die ich im Januar 1904 in dem sonnigen Hochtal von Adelboden ausführte, zeigten, daß dort der Ionengehalt auch nicht höher war, als hier in Freiburg, wo eine Hochnebelschicht die Sonnenstrahlen abhielt. Auch der gesondert bestimmte ionisierende Faktor erweist sich nicht vom Sonnenschein abhängig.

Wichtig aber ist, daß überall am Lande, in der Ebene und im Gebirge die elektrische Leitfähigkeit unter Tags geringer gefunden wurde als in der Nacht. Freilich klafft hier in den luftelektrischen Beobachtungen eine große Lücke. Sie sind sämtlich in Bodennähe angestellt. Von der freien Atmosphäre können wir nur sagen, daß die Leitfähigkeit abnehmen muß, wenn die mittägige Wolkenbildung beginnt. Wie die Dinge liegen in den Höhen, bis zu denen der aufsteigende Luftstrom nicht reicht, wissen wir nicht. Die Beobachtungen auf Bergen können uns darüber keinen Aufschluß geben, denn die wenigen vorliegenden Beobachtungen sind angestellt worden im Sommer, wo das Spiel der Berg- und Talwinde von maßgebendem Einfluß auf die Ionisation der die Bergspitzen umgebenden Luft ist. Ich hoffe, daß die mit Unterstützung der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft geplanten, auch im Winter möglichen Messungen auf dem Jungfraujoch (3400 m) hier Aufschluß geben werden. Auch die von Wigand[2]) begonnenen Messungen im Flugzeug könnten wertvoll werden. Möglich wäre eine Zunahme der Ionisation unter Tags, nicht wegen der ionisierenden Wirkung der Sonne, sondern wegen der Abnahme der Geschwindigkeit der Wiedervereinigung. Auf dem Meere

[1]) A. Meißner, diese Zeitschr. 24, 85, 1924.

[2]) A. Wigand, Ann. d. Phys. 66, 81, 1921.

ist tatsächlich nach den Messungen der Carnegie-Expedition der Ionengehalt unter Tags um etwa 10 % größer als in der Nacht.

Unberührt von den bisherigen Ausführungen bleibt die Tatsache, daß die Leitfähigkeit, soweit unsere Messungen reichen, das ist bis 10 km, mit zunehmender Höhe zunimmt. Wigand fand in der angegebenen Höhe Leitfähigkeiten von maximal dem 80 fachen des vor der Abfahrt und nach der Landung am Boden gemessenen Wertes. Die Ursache dieser Erscheinung werden wir in der Abnahme der die Leitfähigkeit herabsetzenden Dunstschichten, in der Zunahme der durchdringenden Höhenstrahlung und der mit dem sinkenden Luftdruck steigenden Beweglichkeit der Ionen zu suchen haben. Ob über die im Ballon erreichte Höhe hinaus noch eine wesentliche weitere Zunahme der Leitfähigkeit stattfindet, ist bis jetzt nicht sicher gestellt, aber sehr wahrscheinlich. Die Tatsache, daß die negative Ladung der Erde trotz der Leitfähigkeit der sie umgebenden Atmosphäre im Mittel konstant bleibt, läßt sich nicht anders als durch die Annahme der direkten oder indirekten Zufuhr einer negativen Strahlung von der Sonne her erklären [3]). Diese Strahlung muß mit einer Ionisation der obersten Atmosphärenschichten verbunden sein. Dagegen ist nicht notwendig, daß ein Unterschied zwischen Tag und Nacht auftritt, da es sich um Strahlen handeln kann, welche im magnetischen Felde abgelenkt, also wie die Polarlichtstrahlen auch auf die Nachtseite der Erde gelangen können. Die durchdringende Höhenstrahlung, welche wahrscheinlich mit der genannten Strahlung in Verbindung steht, läßt keinen Unterschied zwischen Tag und Nacht erkennen. Auch wenn man der fast metallisch leitenden Heaveside-Schicht ablehnend gegenüber steht, darf man meines Erachtens für die Stratosphäre und besonders die Höhen der Polarlichter ruhig mit einer Leitfähigkeit rechnen, welche die am Boden beobachtete um das mehrere hundertfache übertrifft, darf dann aber freilich nicht das sicher nicht eintretende Verschwinden dieser Ionisation in der Nacht für die größere Reichweite besonders der kurzen Wellen in der Nacht verantwortlich machen.

Herr Meißner glaubt zur Erklärung der großen Reichweite kurzer Wellen die hohe Leitfähigkeit der höchsten Atmosphärenschichten entbehren und dieselbe auf Brechungs- und Beugungserscheinungen, ähnlich wie bei den Lichtwellen, zurückführen zu können. Die von ihm erwähnten Messungen Heraths beweisen zunächst nur, daß der in dem Drachendraht von der Atmosphäre zur Erde fließende Strom schwächer wird, wenn das Drachengespann, vielleicht aber auch nur ein längeres Stück des Drahtes in eine schlecht leitende Luftschicht gerät; denn das Ausgleichsvermögen eines Drahtstückes von einigen hundert Meter Länge kann unmöglich gegen das eines Drachengespannes vollständig vernachlässigt werden. Daß innerhalb einer Luftschicht von hundert Meter vertikaler Ausdehnung die Leitfähigkeit sich im Verhältnis von 3 : 4 ändern kann, zeigen auch die Messungen Wigands im Ballon. Herath fand, daß gerade in den Zeiten, zu denen die Stromstärkemessungen am Drachenkabel das Vorhandensein von Schichten geringen Leitvermögens nachwiesen, auch Geräusche in der benachbarten Antenne des Observatoriums auftraten, und er schließt daraus, daß die elektrischen Vorgänge an den Grenzflächen solcher Schichten die Ursachen dieser Geräusche sind. Meißner geht noch etwas weiter und spricht die Vermutung aus, daß die Vorgänge an den Grenzen von Inversionsschichten oder den Gleitflächen Heraths eine riesenhafte Quelle der Elektrizitätsentwicklung seien. Gerade dieser Gedanke ist bei der Diskussion in Innsbruck auf Widerspruch gestoßen. Aber zur Stütze der Ansicht Heraths kann ich zunächst auf Versuche hinweisen, die Herr Huber in Altdorf, also einem der bekanntesten Föhntäler der Schweiz, auf meine Veranlassung schon vor Jahren begonnen hat. Schon früher fand derselbe, daß schon 12 bis 18 Stunden vor Einsetzen des Föhns und in den ersten Stunden desselben gewaltige Potentialschwankungen in der Atmosphäre auftreten. Dementsprechend werden auch Störungen in jeder Föhnperiode beim drahtlosen Empfang beobachtet: Knacke, Brodeln, Knarren [4]). Die Stärke der Störungen nimmt zu mit zunehmender Wellenlänge. Wichtig scheint mir die Bemerkung P. Hubers, daß man während der Störungen die Sendestationen in einem größeren Wellenbereich deutlich hören kann, den Eiffelturm z. B. zwischen 2000 und 3000 m. Wir haben hier wohl ein Analogon zu den Kombinationstönen [5]), zumal Herr Huber auch bei Abwesenheit von Störungen manchmal die Obertöne, den Eiffelturm z. B., bei einer Viertelswellenlänge = 650 m deutlich hörte. Auch die Beobachtungen von R. Bureau und A. Viaut [6]) zeigen, daß an den Trennungsflächen der Äquatorial- und der Polarströmung elektrische Potentialschwankungen vor sich gehen, welche sich als Empfangsstörungen bemerkbar machen [7]).

Ich möchte die Vorgänge in einer Grenzschicht, auch wenn es zu leuchtenden Entladungen kommt, vergleichen mit denen in einer Funkstrecke, in welcher der Strom unterhalten wird durch eine von den Vorgängen in der Funkstrecke selbst unabhängige elektromotorische Kraft, z. B. ein Induktorium, in unserem Fall der aus noch nicht sicher bekannten Gründen stets vorhandenen Potentialdifferenz zwischen der Erde und den höheren Atmosphärenschichten. Zu der von anderer Seite angenommenen Elektrisiermaschine von riesigem Ausmaß fehlen meines Erachtens die Konduktoren, d. h. etwas, was die erzeugte Reibungselektrizität immer wieder wegschafft. Eine Trennung der Elektrizitäten verschiedenen Vorzeichens kann dagegen eintreten durch die Gravitationskraft beim Fallen von Niederschlägen; die Luftbewegung längs der Schichtgrenze scheint mir nicht zu genügen. Dabei braucht es sich nicht um Niederschläge zu handeln, die bis zur Erde fallen. Wie schon die Gewittererscheinungen lehren, können auch innerhalb der Wolken oder an ihren oberen Grenzen durch die Trennung der Eis- und Wasserteilchen einerseits, der gasförmigen Ionen andererseits gewaltige Potentialdifferenzen zustande kommen. In der Literatur finden sich verschiedene Angaben, und ich habe selbst auch schon beobachtet, daß an heißen Sommerabenden von den Rändern der Haufenwolken stille leuchtende Entladungen aufzucken. In großartigem Maßstab scheinen solche im tropischen Südamerika aufzutreten. Es wird von verschiedenen Orten berichtet, daß sie dort in der heißen Jahreszeit an jedem Abend von Sonnenuntergang an bis nach vollständigem Eintreten der Dunkelheit beobachtet werden. Das Leuchten soll fast ununterbrochen dauern und zeitweise den ganzen sternenlosen Himmel be-

[3]) Siehe darüber den von Benndorf auf der Innsbrucker Versammlung erstatteten zusammenfassenden Bericht, Phys. Ztg. **25**, 81, 1924.

[4]) P. Huber, Verhandlungen der Schweiz. Naturf. Ges. in Luzern 1924.

[5]) Herr Meißner hatte die Freundlichkeit, mich brieflich darauf aufmerksam zu machen, daß hier wohl eher durch die Störungen hervorgerufene Eigenschwingungen der Antenne vorliegen, die als verstärkende Überlagerer dienen.

[6]) R. Bureau et A. Viaut, C. R. **179**, 394, 1924.

[7]) Siehe auch J. Lugeon, C. R. **180**, 594, 1925.

decken, ohne daß ein Donner gehört wird. Man wird wohl annehmen dürfen, daß diese Entladungen schon vor Beginn der Dämmerung vorhanden aber nicht sichtbar waren. Sie stellen den Elektrizitätsaustausch der oberen Atmosphärenschichten mit dem aufsteigenden Konvektionsstrom dar und erlöschen daher mit Einbruch der Nacht mit dem Abflauen des letzteren. Was hier an der Grenze des offenbar sehr wasserdampfreichen und kräftigen Konvektionsstromes eintritt, muß, wenn auch in schwächerem Ausmaße, vor sich gehen an der Grenze des Polar- und Äquatorialstromes. Ob die beiden Strömungen dabei von vornherein verschiedenen Ionengehalt haben, wie man nach den Untersuchungen von Markgraf[8]) annehmen kann, scheint mir nicht von Belang — nach meinen eigenen Beobachtungen erhöhen starke Winde stets die Leitfähigkeit, weil sie die Dunstschichten zerstören, gleichgültig aus welcher Himmelsrichtung sie kommen, stark ionisiert sind stets die absteigenden Luftströmungen.

In Äquatornähe, wo sich nach van Bemmelen die Konvektionsströme bis zu 15 Kilometer Höhe erstrecken, wird das Zustandekommen von Glimmentladungen noch erleichtert durch die Verminderung des Luftdruckes in diesen Höhen. Wie der Blitz in weitem Umkreis das elektrische Erdfeld ändert, so daß selbst in 20 Kilometer Entfernung von der Gewitterwolke noch die mit einem Stück Draht als Kollektor verbundenen Blättchen eines Aluminiumblattelektroskopes aufzucken und dabei gleichzeitig elektrische Wellen aussendet, welche sich in unseren Empfangsapparaten hörbar machen, so müssen auch stille und unsichtbare Entladungen, wenn auch in schwächerem Maßstab, gleichzeitig schnelle Potentialgefälleänderungen und Empfangsstörungen hervorbringen, wie dieses Lutze[9]) und Breyer[10]) nachgewiesen haben.

Da die Dielelektrizitätskonstante der Luft mit der Temperatur sich ändert, so kann eine Ablenkung elektrischer Wellen an der Grenze verschieden warmer Luftströme stattfinden; für die Erzeugung von Potentialsprüngen ist aber meines Erachtens immer das Vorhandensein von wenn auch vielleicht unsichtbaren Kondensationsprodukten oder Dunst nötig. Lutze hat bei Ballonfahrten gefunden, daß die Störungsgeräusche mit Annäherung an Wolken, Stratus und Altostratus zunahmen und ihr Maximum in den Wolken selbst erreichten. Im allgemeinen nehmen aber nach den Beobachtungen Lutzes die Störungsgeräusche mit der Höhe ab, ebenso auch nach Lincke die Änderungen des Potentialgefälles mit der Höhe, $\frac{d^2 V}{d h^2}$, dagegen änderte sich bei einer Fahrt bei dem Eintauchen in eine Dunstschicht während der Erhebung von 1000 auf 1050 m das Potentialgefälle von —52 auf +63 Volt/Meter. Nach dem Poissonschen Gesetz berechnet sich aus dieser Änderung eine freie Raumladung, d. h. Überschuß der Ladung des einen Vorzeichens über die des anderen von 5,5 E.S.E/cbm. Das wäre ungefähr 20 mal mehr als am Boden. Im Mittel allerdings erhält man nach den Messungen von Wigand beträchtlich kleinere Zahlen.

In Wolken von durch den Wind aufgewirbeltem Schnee fand dagegen Stäger[11]) auf dem Jungfraujoch ebenfalls freie Ladungen von 5 bis 10 E.S.E./cbm. In den Zirruswolken muß die Ladung noch viel größer sein. Als Herr Stäger in meinem Laboratorium einige Kubikzentimeter flüssige Luft in einen Faradayschen Drahtkäfig von 1 cbm Inhalt spritzte, so daß sich ein feiner Eisnebel bildete, ergab sich daselbst eine Ladung von 20 E.S.E./m³. Bei der heftigen Windbewegung in den Zirren müssen nach den Stägerschen Versuchen diese durch Eiszerstäubung entstehenden Ladungen noch viel größer sein.

Da bei den Versuchen von Simpson, Stäger und anderen das aufgewirbelte Eis positiv ist, während die entsprechende negative Ladung sich in der Luft, nach meiner Ansicht in Form von schweren Ionen findet, können sich wohl Ionenbänke ausbilden, wie sie Meißner z. B. annimmt. Messungen nach der Käfigmethode im Flugzeug, wie sie Wigand bereits begonnen hat, könnten weiteren Aufschluß über diese Ladungen bringen.

Stoye[12]) gibt an, daß im Sommer die Vorderfront jedes Ci-Schirmes mit einem plötzlichen Anstieg der luftelektrischen Empfangsstörungen verbunden war, desgleichen traten Richtungsschwankungen der Signale ein und die Lautstärke nahm ab. Die Stärke der durch das Zerblasen erzeugten Ladungen nimmt nach den Stägerschen Versuchen mit der Feinheit des Eisstaubes zu. Die stärksten Ladungen werden wir also in der Atmosphäre in den „Überzirren" zu erwarten haben, die nur vor Sonnenaufgang und nach Sonnenuntergang zu sehen sind. Auch in den Höhen, in denen sich die Halos, besonders die sehr feinen, in der Regel nur in der reinen Gebirgsluft sichtbaren Sonnenringe bilden, werden hohe Ladungen vorhanden sein.

Ich habe oben schon die stillen Entladungen an den Rändern von Haufenwolken erwähnt. Stenzel[13]) hat durch jahrelang fortgesetzte Beobachtungen nachgewiesen, daß neben dem flächenblitzartigen Aufleuchten auch ein ruhiges Glimmen an solchen Wolken vorkommen kann und daß das nächtliche Leuchten hoher Zirren nicht immer auf Beleuchtung durch die unter dem Horizont stehende Sonne zurückgeführt werden kann, sondern häufig elektrischer Natur sein muß.

Maurer[14]) sieht die Ursache der Sonnenringe in einer von der Sonne ausgehenden Kathodenstrahlung, welche Kondesationskerne erzeugt. In diesem Zusammenhang ist auch die Beobachtung von Eberhard[15]) von Interesse, daß der Empfang amerikanischer Stationen in Geltow und der von Togo in Nauen dann am schlechtesten war, wenn beide Stationen, die empfangende und die sendende, auf der Erdhälfte lagen, die bei der Bewegung der Erde um die Sonne als die vordere bezeichnet werden kann, d. h. also im Bereich des allenfalls anzunehmenden „Ätherwirbels" (?) lagen. Anführungs- und Fragezeichen stammen von Eberhard. Aber auch manche Luftelektriker nehmen zur Erklärung des überall unabhängig von der Jahreszeit morgens zwischen 3 und 4 Uhr Ortszeit auftretenden Maximums der Leitfähigkeit und Minimums des Potentialgefälles an, daß die Erde von einem von der Sonne ausgehenden Elektronenstrom getroffen wird, dessen Stärke in unserer Atmosphäre von der Lage der magnetischen Erdachse zur Richtung nach der Sonne abhängt[16]). Freilich der Verfasser möchte diese Leitfähigkeitserhöhung lieber auf Rechnung der auch von Eberhard angezogenen Luftdruckschwankung setzen. Auch auffällige Schwankungen

[8]) H. Markgraf, Met. Zt. **41**, 314, 1924.
[9]) G. Lutze, Phys. Zt. **14**, 1148, 1913.
[10]) R. Breyer, Dissertation, Halle 1914.
[11]) A. Stäger, Ann. d. Phys. **76**, 49, 1925.

[12]) K. Stoye, dieses Jahrb. **19**, 60, 1922.
[13]) A. Stentzel, Meteor. Zeitschr. **17**, 448, 1901; **19**, 425, 1902; **21**, 136, 1904.
[14]) J. Maurer, Meteor. Zeitschr. **33**, 275 u. 429, 1916.
[15]) H. Eberhard, Telefunken-Ztg. **25**, 113, 1922.
[16]) Vgl. auch die Beobachtung von Schindelhauer (Jahrb. **22**, 163, 1923), daß die Richtung, aus der die Empfangsstörungen zu Kommenscheinen, mit der des magnetischen Meridians zusammenfällt, und eine tägliche Schwankung von der Art aufweist, daß der Ursprungsort der Störungen der Sonne zu folgen scheint.

der Empfangsstärke treten nach Stoye[17]) morgens 4 Uhr auf. Derselbe Beobachter bemerkte auch, daß nach Sonnenuntergang für die Empfangsstation die Empfangsstärken mitunter ein langsames oder sprunghaftes Ansteigen zeigen. Ebenso fand er nach Sonnenaufgang ein schnelles oder sehr langsames Zurückgehen der Lautstärken. Wer sich mit luftelektrischen Beobachtungen befaßt, denkt bei dieser Mitteilung unwillkürlich an die schon von Exner beobachteten Sprungmaxima des Potentialgefälles bei Sonnenauf- und untergang, die am auffälligsten allerdings in Tälern auftreten und nach meinen Beobachtungen mit spiegelbildlich verlaufenden Schwankungen der Leitfähigkeit verbunden sind. Aus den Beobachtungen von Pickard, über welche in dieser Zeitschrift (23, 90, 1924) von Herrn Zenneck ausführlich berichtet wurde, läßt sich der Schluß ziehen, daß Intensitätsschwankungen, die an nur 556 m von einander entfernten Stationen mit verschiedener Stärke auftreten, lokalen Ursprungs sein müssen. Auch die Ursachen der Schwankungen kürzerer Periode, die an 41 km entfernten Stationen keine Übereinstimmung mehr ergaben, wird man in nicht allzu großen Höhen suchen wollen. Pickard vermutet, daß bandförmig angeordnete Ionenwolken Absorptionen und Reflexionen hervorrufen.

Die größten bei Abwesenheit von Niederschlägen von mir gefundenen Ionenladungen sind bei Mitberücksichtigung der schweren Ionen 3,5 E. S. E. im Kubikmeter. Rasche Schwankungen, die auf lokale Verschiedenheiten der Ionisation deuten, können vorkommen. Selbst die nur von den leicht beweglichen Ionen abhängige Leitfähigkeit kann sich im Verlauf einer Viertelstunde im Verhältnis von 1 : 2 ändern. Die größten Schwankungen müssen auf der Rückseite einer Depression in der freien Atmosphäre vorkommen. Die tiefblaue Farbe des Himmels und die nach meinen Messungen hohe Polarisation des Himmelslichtes läßt erkennen, daß auch die elektrische Leitfähigkeit hoch sein muß, dazwischen schieben sich aber Wolken, in denen die Ionisation fast null sein kann.

Ausgedehntere Messungen der Ionisation, aber auch der an die schweren Ionen gebundenen Ladungen in der freien Atmosphäre oder wenigstens auf Bergspitzen scheinen mir für die hier behandelten Probleme von der größten Wichtigkeit.

[17]) K. Stoye, dieses Jahrb. 23, 87, 1924.

Theorie der kurzen Siebketten II.

Von **H. Backhaus.**

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt.)

(Fortsetzung von S. 94, Bd. 25, Heft 4.)

§ 2. Viergliedrige Siebe der Normalform.

Als Normalform eines viergliedrigen Siebes wollen wir, in Übereinstimmung mit den in der ersten Arbeit gegebenen Definitionen von Normalformen zwei- und dreigliedriger Siebe, ein solches Sieb bezeichnen, bei dem die Dämpfungen der beiden Außenglieder einander gleich sind, während die Dämpfungen der beiden Mittelglieder vernachlässigt werden können; außerdem sollen die beiden äußeren Kopplungsfaktoren, d. h. K_{12} und K_{34}, einander gleich sein, während der mittlere Kopplungsfaktor K_{23} beliebig sein kann. Eine dieser letzten analoge Beschränkung der Definition war für dreigliedrige Siebe nicht nötig, weil hier Verschiedenheiten der Kopplungsfaktoren keine neuen Kurvenformen ergaben.

Die Bedingungen für die Normalform lauten also in unserer Bezeichnungsweise:

$$p_2 = p_3 = 0, \quad p_4 = 1, \quad n_3^2 = 1. \tag{6}$$

Dann wird nach (4) und (5):

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= m_1^2 (n_2^2 + m_1^2) \\ \beta &= 1 + m_1^2 (2 + n_2^2) \\ \gamma &= 2 m_1^2 (1 + n_2^2) \\ \delta &= 2 \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

$$M_4'' = 2 m_1^3 n_2. \tag{8}$$

Für die Diskussion der Resonanzkurve ist es also nur nötig, die Größe

$$N_4''^2 = a + b U^2 + c U^4 + \quad U^6 + U^8$$

in Abhängigkeit von der Frequenz, also von U zu betrachten. Als Bedingung für Extremwerte erhalten wir:

$$\frac{d (N_4''^2)}{d U} = 8 U^7 + 6 d U^5 + 4 c U^3 + 2 b U = 0.$$

Also ist eine Wurzel $U = 0$, und es bleibt die kubische Gleichung für U^2:

$$U^6 + \frac{3}{4} d U^4 + \frac{1}{2} c U^2 + \frac{1}{6} b = 0. \tag{9}$$

Wir erkennen hieraus, weil die Gleichung nur gerade Potenzen von U enthält, daß die Resonanzkurven die Symmetrie-Achse $U = 0$ haben. Im allgemeinen Fall haben die Kurven bei $U = 0$ ein Minimum, während zu beiden Seiten davon liegen: erst ein Maximum, dann ein Minimum und noch ein Maximum. Die Kurve hat also in ihrer allgemeinen Form, wie es sein muß, vier Maxima.

Um nun die kubische Gleichung (9) aufzulösen, machen wir zur Beseitigung des Gliedes mit U^4 die bekannte Substitution:

$$U^2 = x - \frac{1}{4} d.$$

Wir erhalten dann die reduzierte kubische Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} & x^3 + q x + r = 0 \\ & \text{wo:} \quad q = \frac{c}{2} - \frac{3}{16} d^2 \qquad r = \frac{1}{4}\left(b - \frac{c d}{2} + \frac{d^3}{8}\right). \end{aligned}\right| \tag{10}$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (5) ergibt sich:

$$r = \frac{1}{4}\left(\gamma^2 - 2 \alpha \beta - \frac{2 \alpha \delta^2 + \delta^2 \beta^2 - 2 \gamma \delta^3 - 4 \alpha \beta - 2 \beta^3 - 4 \beta \gamma \delta}{2} + \frac{\delta^6 - 6 \delta^4 \beta + 12 \delta^2 \beta^2 - 8 \beta^3}{8}\right) = \frac{1}{4}\left(\gamma^2 - \alpha \delta^2 + \delta^2 \beta^2 + \gamma \delta^3 - 2 \beta \gamma \delta + \frac{\delta^6}{8} - \frac{3}{4} \delta^4 \beta\right).$$

Setzt man hierin schließlich die Werte (7) ein, so folgt:

$$r = \frac{1}{4}\left(b - \frac{c d}{2} + \frac{d^3}{8}\right) = 0. \tag{11}$$



Die Wurzeln der Gleichung (10) lassen sich also sofort angeben zu:

$$x_1 = -\sqrt{-q}\,,\quad x_2 = 0,\quad x_3 = +\sqrt{-q}\,.$$

und demnach:

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= \pm\sqrt{-\frac{d}{4}-\sqrt{-q}} \qquad U_2 = \pm\sqrt{-\frac{d}{4}} \\ U_3 &= \pm\sqrt{-\frac{d}{4}+\sqrt{-q}} \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Nach (5) und (7) finden wir:

$$-q = 3 - 3\beta + \frac{\beta^2}{4} - \alpha + 2\gamma$$

$$-q = \frac{1}{4}\left[1 - 2m_1^2(2-n_2^2) + m_1^4 n_2^2 (4+n_2^2)\right].$$

$$\frac{d}{4} = \frac{1}{2}\left[1 - m_1^2(2+n_2^2)\right] \qquad \text{und folglich:}$$

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= \pm\sqrt{\frac{m_1^2(2+n_2^2) - 1 - \sqrt{1 - 2m_1^2(2-n_2^2) + m_1^4 n_2^2(4+n_2^2)}}{2}} \\ U_2 &= \pm\sqrt{\frac{m_1^2(2+n_2^2)-1}{2}} \\ U_3 &= \pm\sqrt{\frac{m_1^2(2+n_2^2) - 1 + \sqrt{1 - 2m_1^2(2-n_2^2) + m_1^4 n_2^2(4+n_2^2)}}{2}} \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Im allgemeinen Fall entspricht den Werten U_1 ein Maximum, U_2 ein Minimum, U_3 ein Maximum zu beiden Seiten von $U = 0$, wo sich ein Minimum befindet.

Um die Amplitude an den Maximumstellen zu errechnen, müssen wir

$$U = \sqrt{-\frac{d}{4} \pm \sqrt{-q}}$$

in den Ausdruck $\frac{M_4''}{N_4''}$ einsetzen. Wir haben zunächst, wenn wir das negative Vorzeichen von $\sqrt{-q}$ annehmen:

$$U^2 = -\frac{d}{4} - \sqrt{-q}$$

$$U^4 = \frac{d^2}{4} - \frac{c}{2} + \frac{d}{2}\sqrt{-q}$$

$$U^6 = -\frac{10d^3}{64} + \frac{3}{8}cd - \left(\frac{3}{8}d^2 - \frac{c}{2}\right)\sqrt{-q}$$

$$U^8 = \frac{7}{64}d^4 - \frac{3}{8}cd^2 + \frac{c^2}{4} + \left(\frac{d^3}{4} - \frac{cd}{2}\right)\sqrt{-q}$$

$$N_4''^2 = a + \frac{c^2}{4} + \frac{bd}{8} + \frac{cd^2}{16} - \frac{3d}{8}\left(b - \frac{cd}{2} + \frac{d^3}{8}\right) - \left(b - \frac{cd}{2} + \frac{d^3}{8}\right)\sqrt{-q}$$

$$N_4''^2 = a + \frac{c^2}{4} + \frac{bd}{8} + \frac{cd^2}{16}.$$

Die elementare Ausrechnung durch Einsetzen von (5) und (7) ergibt:

$$N_4''^2 = 4m_1^6 n_2^2,$$

also

$$\frac{M_4''}{N_4''} = 1.$$

Da in $N_4''^2$ der Faktor von $\sqrt{-q}$ verschwindet, so gilt die Ableitung auch für das positive Vorzeichen von $\sqrt{-q}$ in

$$U = \sqrt{-\frac{d}{4} \pm \sqrt{-q}}$$

und wir haben das Resultat:

W e n n b e i d e r N o r m a l f o r m d i e M a x i m a U_1 u n d U_3 ü b e r h a u p t v o r h a n d e n s i n d, s o i s t a n d i e s e n S t e l l e n d i e S t r o m a m p l i t u d e d i e g r ö ß t m ö g l i c h e, w i r h a b e n a l s o h i e r o p t i m a l e E n e r g i e ü b e r t r a g u n g.

Es ist nun aber weiter der Fall denkbar, daß U_1 und U_3 komplex werden, weil die unteren Radikanden negativ sind. Das ist nur möglich, wenn $n_2^2 < 0{,}5$ ist, weil nur dann die Gleichung:

$$m_1^4 n_2^2(4+n_2^2) - 2m_1^2(2-n_2^2) + 1 = 0$$

reelle Wurzeln für m_1^2 hat; diese beiden Wurzeln sind dann, wie man ohne weiteres erkennt, positiv. Der Ausdruck ist für große m_1^2 positiv, wird dann negativ, um für kleine m_1^2 wieder positiv zu werden. Es existiert also in diesem Fall ein Kopplungsbereich, für den nur U_2 reell ist. Die Resonanzkurven haben dann außer dem Minimum für $U = 0$ zwei Maxima bei U_2. Für diese Maxima gilt aber dann nicht die vorstehende Ableitung, wonach wir an den Maximumstellen optimale Energieübertragung zu erwarten haben. Jedoch wird in praktischen Fällen, für nicht zu kleine Werte von n_2^2, die Abweichung von der Maximalamplitude nur sehr gering sein, weil dann der Bereich, in dem U_2 die einzige reelle Wurzel ist, nur klein ist.

Für sehr kleine Werte von m_1^2, also für sehr lose Kopplung, ist U_2 komplex für die beiden anderen Wurzeln können wir dann setzen:

$$U_1 = \sqrt{\frac{2m_1^2 + m_1^2 n_2^2 - 1 - (1 - 2m_1^2 + m_1^2 n_2^2)}{2}}$$

$$= \sqrt{\frac{2m_1^2 - 2}{2}} = \sqrt{m_1^2 - 1}$$

$$U_3 = \sqrt{\frac{2m_1^2 + m_1^2 n_2^2 - 1 + 1 - 2m_1^2 + m_1^2 n_2^2}{2}}$$

$$U_3 = m_1 n_2.$$

U_1 ist dann also komplex und wir haben an den Stellen U_3 immer zwei reelle Maxima, die, wie gezeigt, den optimalen Wert erreichen. Bei $U = 0$ dagegen liegt ein Minimum, mit der Amplitude $\frac{2m_1 n_2}{m_1^2 + n_2^2}$, das also mit loser werdender Kopplung immer tiefer wird.

Wir haben hier demnach eine ganz ähnliche Erscheinung, wie wir sie in der ersten Arbeit[5]) beim zweigliedrigen Kettenleiter erster Art beschrieben haben, daß nämlich unterhalb einer gewissen Kopplung die beiden verbleibenden Maxima immer näher zusammenrücken, während sich das dazwischenliegende Minimum immer schärfer ausprägt. Der innere Grund dafür ist folgender: die beiden Mittelkreise sind nur durch die Kopplung mit den Außenkreisen, also nur schwach, gedämpft; das für die Gestalt der Resonanzkurve maßgebende Verhältnis von Kopplung zu Dämpfung muß also sehr groß, die Zweiwelligkeit mithin sehr stark ausgeprägt sein; mit loser werdender Kopplung fällt die Dämpfung der Innenkreise, die sie nur durch die gleichfalls loser werdende Kopplung mit den Außenkreisen erhalten, quadratisch[6]), das Verhältnis von Kopplung zu Dämpfung wird also immer größer. In praktischen Fällen wird die in Wirklichkeit stets vorhandene Dämpfung der Mittelglieder insofern etwas ausgleichend wirken, als das Minimum in der Mitte etwas verflacht wird.

Ähnliche Erscheinungen müssen sich nach dem soeben Gesagten bei allen Sieben mit geradzahliger Gliederzahl bei loser Kopplung zeigen, wenn man, was zur Vermeidung

[5]) s I, § 7.

[6]) vgl. I, § 7, Bemerkung zu (20).

von Verlusten immer wünschenswert ist, die Dämpfung der mittleren Glieder klein macht. In der Praxis können nun solche Erscheinungen besonders dann sehr unangenehm werden, wenn man, wie es für manche Zwecke geschieht, Siebe verwendet, nicht um die Breite, sondern um die große Steilheit der Resonanzkurve auszunutzen. Man muß in solchen Fällen zwar in Kauf nehmen, daß die Resonanzkurve zwei steile Abfälle zu beiden Seiten hat, weitere Ungleichmäßigkeiten der Resonanzkurve in der Mitte müssen dann aber zu unangenehmen Störungen führen.

§ 3. Anwendungen.

Wir wollen zunächst ein solches Sieb der Normalform betrachten, bei dem die drei Kopplungen einander gleich sind, wo also $n_2^2 = n_3^2 = 1$ ist. Wir erhalten dann die für die Berechnung der Resonanzkurven erforderlichen Größen aus (7) und (5):

$$\alpha = m_1^2\,(1 + m_1^2) \qquad a = m_1^4\,(1 + m_1^2)^2$$
$$\beta = 1 + 3\,m_1^2 \qquad b = -6\,m_1^6 + 8\,m_1^4 - 2\,m_1^2$$
$$\gamma = 4\,m_1^2 \qquad c = 11\,m_1^4 - 8\,m_1^2 + 1$$
$$\delta = 2 \qquad d = 2 - 6\,m_1^2$$

und für die Lage der Maxima und Minima ergibt sich aus (13):

$$U_1 = \pm \sqrt{\frac{3\,m_1^2 - 1 - \sqrt{1 - 2\,m_1^2 + 5\,m_1^4}}{2}}$$

$$U_2 = \pm \sqrt{\frac{3\,m_1^2 - 1}{2}}$$

$$U_3 = \pm \sqrt{\frac{3\,m_1^2 - 1 + \sqrt{1 - 2\,m_1^2 + 5\,m_1^4}}{2}}$$

Zunächst sieht man leicht, daß immer $1 - 2\,m_1^2 + 5\,m_1^4 > 0$ ist. Es kann also nicht der Fall eintreten, daß U_1 und U_3 komplex werden und die Wurzeln U_2 die einzig reellen sind, mithin zwei Maxima darstellen. An den Maximumstellen der Resonanzkurven, außer bei $U = 0$, wird also immer die optimale Energie übertragen, wie oben allgemein gezeigt wurde.

Die U_3, die für jeden Wert von m_1^2 reel sind, stellen immer die äußeren Maxima dar, geben also ein Maß für die halbe Lochbreite. In der Tabelle 1 sind diese halben Lochbreiten für verschiedene Werte von m_1^2 berechnet:

Tabelle 1.

m_1^2	0,1	0,333	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0
U_3	0,333	0,687	0,9	1,414	1,81	2,135	2,42	2,68	3,13

Bei großen m_1^2, also bei enger Kopplung, sind alle drei Wurzeln reell; es stellen dann U_3 zwei Maxima, U_2 zwei Minima und U_1 zwei Maxima dar, während sich bei $U = 0$ ein Minimum befindet, mit der Amplitude: $\frac{2\,m_1^2}{m_1^2 + 1}$. $r_1^2 = 1$ wird $U_1 = 0$, während U_2 und U_3 reell bleiben; gleichzeitig wird die Amplitude für $U = 0$: $\frac{2\,m_1^2}{m_1^2 + 1} = 1$. Die beiden mittleren Maxima fallen hier bei $U = 0$ zusammen, die Kurve hat drei gleich hohe Maxima. Wird die Kopplung noch weiter verkleinert, so bleiben zunächst noch U_2 und U_3 reell, die Kurve behält also drei Maxima und zwei Minima, aber das mittlere Maximum erreicht nicht mehr den optimalen Wert, bis schließlich bei $m_1^2 = \frac{1}{3}$ das mittlere Maximum mit den beiden Minima zusammenfällt. Die Kurve hat von hier an nur zwei Maxima von optimaler Höhe und bei $U = 0$ ein Minimum, das sich mit loser werdender Kopplung immer mehr vertieft.

In Fig. 2 sind die Resonanzkurven eines solchen Siebes mit überall gleicher Kopplung für $m_1^2 = 0{,}1$, $0{,}333$, $0{,}5$, $1{,}0$ und $2{,}0$ aufgetragen. Man sieht daraus, daß man die günstigsten Kurvenformen erhält, wenn man sich weder nach oben noch nach unten weit von dem Wert $m_1^2 = 1$ entfernt.

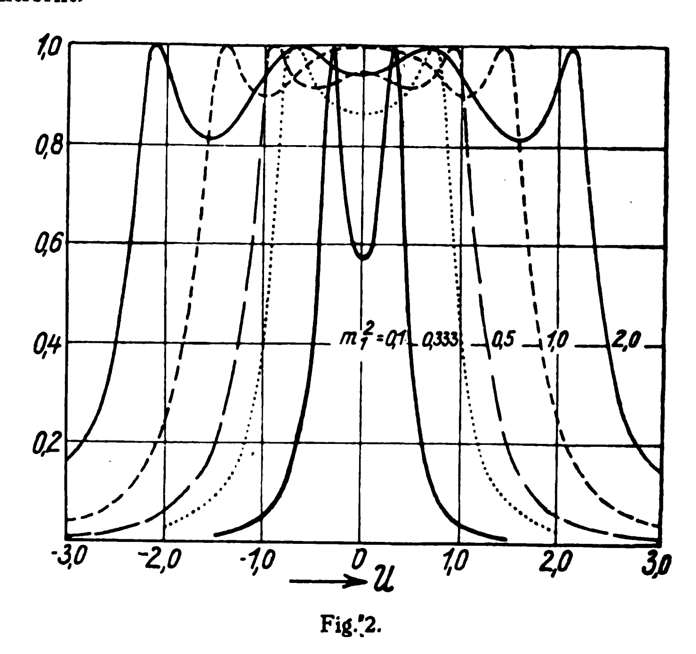


Fig. 2.

Wir hatten in der ersten Arbeit als Grenzkopplung eine solche Kopplung definiert, bei der sämtliche Maxima der Resonanzkurve bei $U = 0$ zusammenfallen. Die Gleichung der reduzierten Resonanzkurve hatte in diesem Falle immer die Form:

$$J_{n_{red}} = \frac{\sqrt{a}}{\sqrt{a + U^{2n}}}, \tag{14}$$

wo n die Gliederzahl bedeutet.

Bei den bisher betrachteten Sieben mit überall geicher Kopplung ergibt sich eine solche Form, die für manche Zwecke sehr erwünscht ist, wie wir sehen, nicht. Es ist aber zu erwarten, daß man auch bei viergliedrigen Sieben eine derartige Resonanzkurvenform erhalten kann, wenn man nur die Kopplungsverhältnisse n und die Dämpfungsverhältnisse p in geeigneter Weise wählt. Wir wollen unsere Normalform beibehalten, also weiter: $p_2 = p_3 = 0$, $p_4 = 1$, $n_3^2 = 1$ annehmen. Wir haben dann, um die gewünschte Form des Siebes zu finden, n_2^2 und m_1^2 so zu bestimmen, daß folgenden Bedingungen genügt ist:

$$b = 0,\; c = 0,\; d = 0 \text{ und } M_4'' = 2\,m_1^3\,n_3 = \sqrt{a} = m_1^2\,(n_2^2 + m_1^2). \tag{15}$$

Aus der letzten Gleichung finden wir sofort: $m_1^2 = n_2^2$ und wenn wir dies in $d = 0$ nach (5) und (7) einsetzen:

$$m_1^4 + 2\,m_1^2 - 1 = 0 \text{ und demnach:}$$

$$m_1^2 = n_2^2 = \sqrt{2} - 1 = 0{,}414$$

Durch Einsetzen in (5) und (7) erkennt man leicht, daß hierdurch auch den Bedingungen $b = 0$, und $c = 0$ genügt wird. Es läßt sich übrigens auch allgemein zeigen, daß, wenn nur $p_2 = p_3 = 0$ angenommen wird, $p_4 = 1$, $n_3^2 = 1$, $m_1^2 = \sqrt{2} - 1$, $n_2^2 = \sqrt{2} - 1$ die einzigen praktischen Lösungen sind, die die vier Gleichungen (15) befriedigen.

Wir wollen nun den Fall $n_2^2 = \sqrt{2} - 1$ diskutieren. Nach (13) ergibt sich für die Lage der Maxima und Minima:

$$U_1 = \pm \sqrt{\frac{m_1^2(1+\sqrt{2})-1-\sqrt{1-2m_1^2(3-\sqrt{2})+m_1^4(2\sqrt{2}-1)}}{2}}$$

$$U_2 = \pm \sqrt{\frac{m_1^2(1+\sqrt{2})-1}{2}}$$

$$U_3 = \pm \sqrt{\frac{m_1^2(1+\sqrt{2})-1+\sqrt{1-2m_1^2(3-\sqrt{2})+m_1^4(2\sqrt{2}-1)}}{2}}$$

Zunächst erkennt man leicht, daß für $m_1^2 = \sqrt{2} - 1$ alle drei Wurzeln U_1, U_2 und U_3 mit der Wurzel $U = 0$ zusammenfallen, die Resonanzkurve hat also nur ein Maximum bei $U = 0$. Wird $m_1^2 < \sqrt{2} - 1$, so ist nur U_2 reell, die Resonanzkurve hat also dann zwei Maxima mit optimaler Amplitude und bei $U = 0$ ein Minimum mit der Amplitude:

$$\frac{2\, m_1^2 \sqrt{\sqrt{2}-1)}}{m_1^2 + \sqrt{2} - 1}.$$

Dieser Wert fällt von $m_1^2 = 0{,}414$ an zunächst langsam mit m_1^2; bei $m_1^2 = 0{,}1$ ist er z. B. noch gleich 0,8. Die Ungleichförmigkeit der Durchlässigkeit bei loser Kopplung prägt sich also in diesem Falle nicht so schnell aus wie bei dem vorher behandelten Beispiel. Wird nun $m_1^2 > \sqrt{2} - 1$, so ist von jetzt an U_2 immer reell; aber zunächst sind U_1 und U_3 noch komplex, weil die unteren Radikanden negativ sind. Die Resonanzkurve hat dann zwei Maxima bei U_2 und ein Minimum bei $U = 0$. Die Amplitude an den Maximumstellen ist jetzt aber nicht streng gleich der optimalen Stromamplitude, sondern etwas geringer. Erst von

$$m_1^2 = \frac{5 + 3\sqrt{2}}{7} = 1{,}32$$

an sind alle drei Wurzeln reell und die Maxima erreichen hier wieder die optimale Amplitude. Von hier an lösen sich also die beiden seitlichen Maxima in je zwei Maxima mit dazwischenliegendem Minimum auf, während das Minimum bei $U = 0$ immer tiefer wird. In Figur 3 sind für $m_1^2 = 0{,}1$, 0,414 1,0, 2,0 und 3,0 die Resonanzkurven eingetragen.

Beim dreigliedrigen Kettenleiter zweiter Art der Leitungstheorie ist $n_2^2 = 0{,}5$. Die Kurven der Fig. 3 geben also annähernd einen Überblick über die bei Anwendung solcher Kettenleiter zu erwartenden Kurventypen. Viergliedrige Kettenleiter erster Art müssen ebenso wie in § 11 der ersten Arbeit gezeigt, im allgemeinen unsymmetrische Resonanzkurven haben.

Ein Vergleich der beiden Fig. 2 und 3 miteinander zeigt, daß für losere Kopplung die Kurven der Fig. 3 günstiger sind, wird die Kopplung jedoch enger, so zeigen die Kurven der Fig. 2 eine bessere Form. Weiter erkennt man, daß bei größerer Lochbreite die Minima verschieden tief sind, und zwar sind bei loserer Kopplung in der Mitte des Siebes, d. h. in Fig. 3, die mittleren Minima tiefer, bei festerer Kopplung in der Mitte, also in Fig. 2, sind dagegen die äußeren Minima stärker ausgeprägt. Das leuchtet auch aus dem Grunde ein, weil bei sehr loser Kopplung in der Mitte das Sieb aus zwei zweigliedrigen Gebilden besteht, die sehr lose miteinander gekoppelt sind. Die Resonanzkurve des gesamten Systems entsteht dann durch Multiplikation der zusammengehörigen Ordinaten der beiden Teilgebilde. Je loser die Mittelkopplung ist, um so mehr muß sich die Resonanzkurve auch bei im ganzen fester Kopplung einer Form mit nur zwei Maxima und einem Minimum in der Mitte nähern.

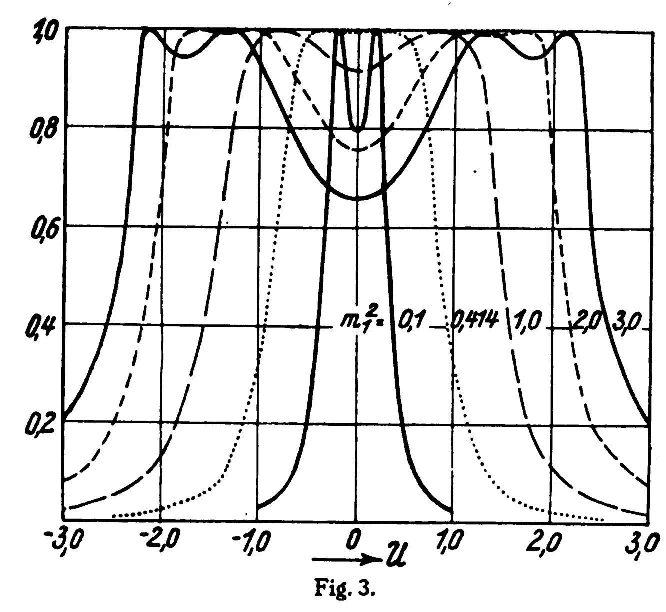


Fig. 3.

Weiter fällt bei Betrachtung der Fig. 2 und 3 auf, daß die Resonanzkurven in ihrem steilen Anstieg einander parallel verlaufen. Wir können also wieder wie bei ein-, zwei- und dreigliedrigen Systemen ein Maß für die Steilheit dadurch gewinnen, daß wir: $T_4 = \frac{d\, J_{4\,red}}{d\, x}$ an der steilsten Stelle der Kurve, d. h. für die Wendetangente berechnen. Auch können wir hier wieder der Einfachheit halber die Kurve $m_1^2 = 0{,}414$ aus Fig. 3 zugrunde legen. Es ist dann:

$$J_{4red} = \frac{a}{\sqrt{a^2 + U^8}}$$

wo $a = 2(\sqrt{2} - 1)^2$ ist.

Wir finden dann:

$$\frac{d\, J_{4red}}{d\, U} = 4\, a\, U^7 (a^2 + U^8)^{-\frac{3}{2}}$$

und als Bedingung für die Wendetangente:

$$\frac{d^2 J_{4red}}{d\, U^2} = -28\, a\, U^6 (a^2 + U^8)^{-\frac{3}{2}} + 48\, a\, U^{10} (a^2 + U^8)^{-\frac{5}{2}} = 0$$

also:

$$U_w{}^8 = \frac{7}{5}\, a^2, \qquad U_w{}^4 = \sqrt{\frac{7}{5}}\, a$$

und:

$$T_4 = \frac{2}{D_1}\, 4\, a\, U_w{}^7 (a^2 + U_w{}^8)^{-\frac{3}{2}} = \frac{1}{D_1} \frac{U_w{}^7}{a^2} \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{3}{2}} = 3{,}789 \cdot \frac{1}{D_1}$$

Setzen wir an Stelle von D_1 die mittlere Dämpfung des ganzen Siebes: $D_m = {}^1/_2\, D_1$ ein, so bleibt:

$$T_4 = 1{,}894 \cdot \frac{1}{D_m}. \quad [7]$$

[7] Es sei hier ein numerischer Rechenfehler in der ersten Arbeit berichtigt: Bei der Berechnung der Steilheit eines dreigliedrigen Siebes in § 9 muß es heißen:

$$T_3 = \frac{2}{D_1}\, 3 \left(\frac{5}{4}\right)^{\frac{5}{6}} \left(\frac{9}{4}\right)^{-\frac{8}{2}} = 2{,}133\, \frac{1}{D_1}$$

und in der nächsten Formel:

$$T_3 = 1{,}42\, \frac{1}{D_m}.$$

Wir haben hier nur zwei besondere Fälle als Beispiele behandelt. Es leuchtet aber ein, daß man durch andere Wahl der Mittelkopplung, also von n_2^2, wieder andere Kurventypen erhalten muß. Durch geeignete Bestimmung von n_2^2 kann man z. B. auch die soeben geschilderten Verschiedenheiten in der Tiefe der Minima bei engerer Kopplung ausgleichen.

Es sei nun zum Schluß an einem praktischen Beispiel die Berechnung eines viergliedrigen Siebes mit bestimmten Eigenschaften durchgeführt. Es soll an eine Freileitung, deren Charakteristik mit hinreichender Genauigkeit durch den rein reellen Wert 500 Ohm gegeben sei, ein viergliedriges Sieb nach Fig. 1 angeschlossen werden. Am Ende des Siebes werde die Spannung am Kondensator C_4 abgegriffen und dem Steuergitter einer Elektronenröhre zugeführt. Es kommt also darauf an, daß die Spannung am Kondensator C_4 möglichst groß ist. Die Eigenfrequenz des Siebes betrage $\omega_0 = 2 \cdot 10^5$; die erforderliche Lochbreite sei 20%; die mit Rücksicht auf die Einschwingungvorgänge erforderliche mittlere Dämpfung sei: $D_m = 0{,}05$; die Dämpfung der Mittelglieder sei sehr klein.

Aus der mittleren Dämpfung finden wir dann:

$$D_1 = D_4 = 2\,D_m = 0{,}1.$$

Die Maximalspannung am Kondensator C_4 ergibt sich für $\omega = \omega_0$ zu:

$$E_c = \frac{E_0}{2\sqrt{R_1 R_4}} \cdot \frac{1}{\omega_0 C_4} = \frac{E_0}{2\,D_1}\sqrt{\frac{R_4}{R_1}}\,.$$

Wenn also die Spannung E_C groß sein soll, so kommt es darauf an, R_4 möglichst groß im Vergleich zu R_1 zu machen. Es sei: $R_4 = 5\,R_1 = 2500$ Ohm. Aus:

$$D_1 = \frac{R_1}{\omega_0 L_1} = D_4 = \frac{R_4}{\omega_0 L_4} = 0{,}1$$

finden wir dann:

$L_1 = 0{,}025$ Henry $\qquad C_1 = 0{,}001\,\mu F$

$L_4 = 0{,}125$ „ $\qquad C_4 = 0{,}0002\,\mu F$

20% Lochbreite bedeutet, daß die äußeren Maxima liegen sollen bei: $x = 0{,}1$. Also ist:

$$0{,}1 = \frac{U_{max}\,D_1}{2}, \quad U_{max} = 2{,}0.\ ^{8)}$$

[8]) s. I. § 1, (2c).

Für diese große Lochbreite sind die Kurven der Fig. 2 die günstigeren; wir wählen also $n^2_2 = 1$. Eine Interpolation aus Tabelle 1 ergibt: $m_1^2 = 1{,}8$, also eine Resonanzkurve mit vier Maxima. Wir haben dann:

$$m_1^2 = \frac{K_{12}^2}{D_1^2} \quad K_{12}^2 = K_{23}^2 = K_{34}^2 = 0{,}018.$$

$$\frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} = 0{,}018, \quad \frac{L_{23}^2}{L_2 L_3} = 0{,}018, \quad \frac{L_{34}^2}{L_3 L_4} = 0{,}018$$

$$\frac{L_{12}^2}{L_2} = 0{,}00045 \qquad \frac{L_{34}^2}{L_3} = 0{,}00225$$

Nun können wir z. B. L_{12} und L_{34} frei wählen, wodurch dann L_{23}, L_2 und L_3 bestimmt sind. Es seien: $L_{12} = L_{34} = 0{,}005$ Henry. Dann ist: $L_2 = 0{,}055$ Henry, $L_3 = 0{,}0111$ Henry, $L_{23} = 0{,}00334$ Henry. Daraus ergibt sich dann schliesslich für den Bau des Siebes:

$L_1' = 0{,}02 \quad L_2' = 0{,}04716 \quad L_3' = 0{,}00276 \quad L_4' = 0{,}12$ Henry

$C_1 = 0{,}001 \quad C_2 = 0{,}00045 \quad C_3 = 0{,}00225 \quad C_4 = 0{,}0002\,\mu F.$

$L_{12} = 0{,}005, \quad L_{23} = 0{,}00334, \quad L_{34} = 0{,}005$ Henry.

Wenn die für die Einschwingvorgänge erforderliche mittlere Dämpfung gegeben ist, so führt die Berechnung, wie man sieht, auf eine ganz bestimmte Kurventype, wenn man über n_2^2 verfügt hat. Ist dagegen die mittlere Dämpfung nicht vorgegeben, so kann man eine beliebige Kurventype, die als die günstigste erscheint, heraussuchen. Hierdurch ist dann aber über die mittlere Dämpfung in bestimmter Weise verfügt.

Zusammenstellung.

Nach Aufstellung der allgemeinen Formeln für die Berechnung der Resonanzkurven viergliedriger Siebe werden die Gleichungen der Resonanzkurven von Sieben der Normalform diskutiert. Zwei besonders prägnante Fälle der Mittelkopplung werden eingehend behandelt; die sich in diesen beiden Fällen ergebenden Kurventypen sind in den Fig. 2 und 3 wiedergegeben. Zum Schluß wird an einem praktischen Beispiel die Berechnung eines Siebes mit bestimmten verlangten Eigenschaften gezeigt.

Referate.

M. Vinogradow. Les Détecteurs Générateurs. L'Onde électrique **3**, 433—444. 1924.

Die Entdeckung des russischen Physikers Lossew, daß man einen Detektor als Schwingungserzeuger verwenden kann, wird an Hand von Schaltbildern und Zahlenangaben eingehend referiert. Die mathematische Stabilitätsbetrachtung für die Schwingungsamplituden verläuft analog der für den Lichtbogensender bekannten Behandlung. Dann werden für die Dimensionierung des Schwingungskreises genaue Angaben gemacht, auf die Verwendung eines abschaltbaren Tonfrequenzkreises zum Aufsuchen empfindlicher Detektorstellen wird hingewiesen und die bisher erzielte Reichweite bei Wellen zwischen 300 Meter und 10 000 Meter mit 1,25 Kilometer angegeben.

Auch als Überlagerungssender ist der Detektorgenerator natürlich zu verwenden und nach Angabe des Verfassers dank seiner Eigenschaften schon im jetzigen Stadium der Entwicklung ein brauchbarer Handelsartikel.

v. Hippel.

P. Ladry. Étude sur les Irrégularités de propagation des Ondes courtes. L'Onde électrique **3**, 449—466 und 502—510. 1924.

Von Januar bis September 1924 hat der Verfasser in Mans die Empfangslautstärke der P. T. T. Station zu Paris (450 m) messend verfolgt. Die meteorologischen Verhältnisse auf der 180 km langen Zwischenstrecke, die ziemlich genau in ein und demselben Meridian liegt, ließ sich mit großer Sicherheit kontrollieren, die Sende-Intensitäten wurden von der Station mitgeteilt. Die Meßapparatur bestand in einem Zweiröhrenempfänger: Schwingaudion mit nachfolgender Niederfrequenzverstärkung; in den Anodenkreis der zweiten Röhre war das Telephon gelegt. Durch Parallelohm-Methode wurde auf verschwindende Lautstärke eingestellt und so die Hörbarkeit der Sendezeichen gemessen. Ein Hilfssender und ein Hochfrequenzverstärker gestatteten die Überwachung der Anordnung.

Die zahlreichen Diagramme, die auf diese Weise erhalten wurden, scheinen wieder zugunsten einer Heavisid-

schicht zu sprechen: Sommers ist der Empfang stärker als im Winter; Änderungen der Lautstärke sind sehr beträchtlich, führen aber nur bei Sonnenuntergang bis zu völligem Aussetzen des Empfangs, während sofort nach diesem Zeitpunkt die Hörbarkeit unter heftigen Schwankungen stark ansteigt. Die relativen Schwankungen sind allerdings tagsüber scheinbar ebenso groß wie nachts. Betreffs weiterer Einzelheiten muß auf die Arbeit verwiesen werden.

v. Hippel.

Courtines. L'influence de la température sur les tubes thermioniques. L'Onde électrique 3, 521—529. 1924.

Bei Benutzung einer Elektronenröhre, die zur Strombegrenzung dienen sollte, stellte der Verfasser eine starke Abhängigkeit des erhaltenen Sättigungsstromes von der angelegten Spannung fest, und zwar im Sinne sinkender Emission bei steigender Anodenspannung. Dieser Vorgang, der — durch Änderung der Betriebsbedingungen ausgelöst — etwa nach einer halben Stunde zu einem neuen stationären Zustand führte, wurde systematisch auf seine Ursachen hin untersucht mit dem Ergebnis, daß die auf der Innenseite des Röhrenglases adsorbierten Wasserdampfschichten und damit indirekt die Glastemperatur für den Vorgang verantwortlich waren.

Zur Charakterisierung einer Elektronenröhre bedarf es also neben der Angabe für den Emissionsstrom bei Zimmertemperatur noch der Kenntnis des „Röhrentemperatur-Koeffizienten", der allerdings bei Senderöhren, die unter Elektronenbombardement entgast werden, meist verschwindet.

v. Hippel.

J. Granier. Sur l'absorption des ondes courtes. L'Onde électrique 3, 572—582. 1924.

Bei Wellen von zirka 3 Meter Länge wird der Widerstand metallischer Leiter — dünner Drähte, die in Luft oder in Schwefelsäure verschiedener Konzentration ausgespannt sind — sowie der Verlustwinkel bei Halbleitern und Dielektricis durch Vergleichsverfahren gemessen. Die Resultate und ihre Anwendung auf den Aufbau eines Kurzwellen-Senders sind nicht neu und dürfen bestenfalls rein orientierenden Wert beanspruchen.

v. Hippel.

L. W. Austin. Observations radiotélégraphiques pendant l'éclipse du soleil du 10. septembre 1923. L'Onde électrique 3, 591—594. 1924.

Die Union-Radio-Telegraphique Scientifique Internationale verfolgte von den Stationen Point Loma (Kalifornien, St. Diego) und San Franzisko-Süd aus den Einfluß, den die Sonnenfinsternis vom 10. September 1923 auf die radiotelegraphische Übermittlung ausübte. Die erstgenannte Station lag im Gebiet der totalen Finsternis, die andere leicht östlich der Kernzone.

Die erhaltenen Resultate werden in dem vorliegenden Bericht — teilweise tabellarisch — gegeben und in folgende Punkte zusammengefaßt:

1. Im Moment der totalen Verfinsterung ließ sich in Point Loma eine Schwächung der Signalstärke beobachten, die jedoch das Maß der auch sonst vorkommenden Änderungen nicht wesentlich überstieg.
2. Während der totalen Sonnenfinsternis zeigten die bei Point Loma beobachteten atmosphärischen Störungen keinen bestimmten Richtungsverlauf. — Dies Resultat bedarf jedoch noch wiederholter Bestätigung bei entsprechenden Fällen, ehe sich aus ihm Schlüsse ziehen lassen.
3. Die Stellung optimalen Empfanges der Station Puget Sound (600 Meilen nördlich San Franzisko) in San Franzisko zeigt eine ausgesprochene Richtungsänderung während der Verfinsterung. Winkelabweichungen in der gemessenen Größe kamen sonst sehr selten vor, können aber auch erst an Hand ausgedehnteren Materials sicher gedeutet werden.
4. Von einer Anzahl Amateurstationen liegen übereinstimmend Meldungen vor, daß die Empfangslautstärker für kurze Wellen (Radio-Betriebswellen) im Gebiet der Sonnenfinsternis stieg.

v. Hippel.

M. Clayeux. Ondemètre d'absorption pour poste récepteur. L'Onde électrique 3, 594—598. 1924.

Die Resonanzstellung eines Wellenmesserkreises, der mit einem schwach gedämpften Empfänger lose gekoppelt ist, läßt sich unter geeigneten Bedingungen direkt aus dem Absinken der Empfangslautstärke entnehmen. Dieses Verfahren zur „Wellenmessung durch Absorption" wird vom Verfasser etwas näher behandelt und eine Eichmethode mittels Verwendung von Oberwellen erläutert.

v. Hippel.

G. Marconi. Résultats opténus sur les très longues distances par la télégraphie sans fil dirigée sur ondes courtes, plus généralement connue sous le nom de „Beam-system". L'Onde électrique 3, 602—608. 1924.

Auszug aus einer Veröffentlichung Marconis in der „Royal Society of Arts" vom 2. Juli 1924 in London über seine Richtversuche mit kurzen Wellen.

v. Hippel.

E. Cherzi. Relèvements radiogoniométriques à Changhai. L'Onde électrique 3, 542—547. 1924.

Die französische Station Zi-Ka-Wei bei Changhai nahm dank ihrer hierfür außerordentlich günstigen geographischen Lage die Untersuchung der folgenden beiden Fragen in Angriff:

1. Vermindert sich die Abweichung in der Einfallsrichtung der empfangenen Welle von der kürzesten Verbindungslinie zwischen Aufnahme- und Sendestation bei wachsender Entfernung des Senders?
2. Übt eine zwischen Sender und Empfänger liegende große Wasserfläche etwaigen Richtungsabweichungen entgegen eine stabilisierende Wirkung aus?

8000 bis 10 000 Kilometer Landweg trennen Zi-Ka-Wei von den großen europäischen Stationen, 9000 bis 11 000 km Meeresfläche von denen Kaliforniens; teils Wasser-, teils Landstrecken schließlich legen sich zwischen den Empfänger und die Atlantischen Stationen der Vereinigten Staaten.

Die Beobachtungen wurden mit Radiogoniometer-Rahmen und Sechs-Röhrenverstärker angestellt, für physiologisch unbeeinflußte Winkeleinstellung und Ausschaltung aller Störquellen waren die nötigen Vorsichtsmaßregeln getroffen worden. Die Beobachtungsstunden lagen zwischen 6 und 9 Uhr morgens und 2 bis 9 Uhr abends, da in diese Zeitabschnitte Sonnenaufgang und Sonnenuntergang fallen, die bekanntlich mit den größten Empfangsstörungen verbunden sind. Dabei lag entsprechend den eben gemachten Angaben morgens der pazifische, abends der ganze europäische Wellenweg unter Tageslicht, während die betreffenden anderen Sendestationen durch teilweise in Nacht liegende Wegstrecken von Zi-Ka-Wei getrennt waren. — Die Beobachtungsmonate waren Oktober 1923 bis März 1924,

der Zustand der Atmosphäre wurde also durch drei Jahreszeiten (Herbst, Winter, Frühling) charakterisiert. Jede Sendestation wurde mindestens zweimal täglich zu gleicher Stunde 15 bis 20 Minuten lang aufgenommen.

Das erhaltene Beobachtungsmaterial soll durch weitere Versuche vervollständigt werden. Bisher zeigen sich bei einer mittleren Einstellgenauigkeit des Rahmens von 1 Grad folgende Ergebnisse, die tabellarisch niedergelegt sind:

a) Die erhaltenen Richtungsabweichungen sind für Nahstationen viel stärker und häufiger als für ferne Sendestellen
b) Die maximalen Abweichungen für Fernstationen sind selten oder nur einmalig und fallen mit dem Eintreffen starker antizyklonischer Kältewellen in der Empfangsgegend zusammen.
c) Bei Nebelwetter und Tiefdruckzentren im Empfangsgebiet ist der Empfang trotzdem auf etwa ± 1 Grad richtungsungestört.
d) Die größte häufigere Abweichung bei den weiten Entfernungen zwischen Sender und Empfänger beträgt ± 5 Grad.
e) Das Meer scheint bei Fernstationen keine stabilisierendere Wirkung als eine entsprechend ausgedehnte Landfläche zu haben.
f) Ob die Fortpflanzungsrichtung der Sendewellen, bezogen auf die Empfangsstation, Ost-West oder West-Ost ist, scheint auf sehr große Entfernungen die Meßresultate höchstens um + 1 Grad bzw. — 1 Grad zu beeinflussen.

Zur Beobachtung kamen 7 europäische und afrikanische, 4 pazifische und amerikanische und 6 fernöstliche Stationen.

v. Hippel.

B. Lyot. Etude d'un cas particulier d'effet antenne sur un cadre de radiogoniométre. L'Onde électrique **3**, 530—534. 1924.

Der Verfasser behandeht den an dieser Stelle schon wiederholt referierten Fall, durch Kombination einer Rahmenantenne mit einer Erdantenne einseitig gerichtete Empfangscharakteristiken zu erhalten. Der auf die einfallende Welle durch Drehkondensator abgestimmte Rahmen wird mittels einer zwischen ihm und Erde eingeschalteten Variometerspule noch einmal in dieser neuen Kombination als Erdantenne auf dieselbe Frequenz eingestellt, auch wird in den Erdantennenzweig ein variabler Widerstand gelegt, der Dämpfungsänderungen gestattet. Die experimentell erhaltenen Charakteristiken zeigen die gute Richtwirkung der Anordnung und außerdem die gute Wirksamkeit des Dämpfungswiderstandes, der durch Änderung seiner Größe die Richtschärfe in gewünschter Weise formen läßt.

v. Hippel.

J. Waszik. Les Phénoménes électrostatiques dans les détecteurs à limaille et à contacts imparfaits. L'Onde électrique **3**, 535 bis 541. 1924.

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Detektorwirkung metallischer Kontakte, die in unvollkommener Berührung miteinander stehen. Den Vorgängen in Metallfeillicht, dem alten Kohärer der Funkentelegraphie, wird wesensgleich zur Seite gestellt die Kontaktwirkung zwischen zwei Metallplatten, deren eine leicht beweglich auf Quecksilber schwimmt, während die andere — an einer Wage befestigt — kontrollierbaren Kräften unterworfen ist. Die an diesem Einzelmodell eines Feilspänekontaktes beobachteten mechanisch-elektrischen Wirkungen ergänzen wertvoll das an Metallpulvern integral gewonnene Bild.

Die experimentelle Untersuchung wird in der Art angestellt, daß die angelegten Potentiale, der Stromdurchgang und mikroskopisch die Teilchenverschiebungen bzw. die Änderung des Plattenabstandes gemessen werden. Es zeigt sich: Der „statischen" Kohäsion, die bei einer bestimmten Potentialdifferenz einsetzt und zu guter Stromleitung führt, kann unter geeigneten Bedingungen bei geringeren Potentialen eine „vibrierende" Kohäsion vorausgehen, ein Zustand periodisch schwankender Leitfähigkeit, der sich im Tönen des Kontaktes auch hörbar ausdrückt. Zugleich läßt die mikroskopische Beobachtung an Metallpulvern erkennen, daß sich zwischen den festen Endkontakten Brücken von Metallfeillicht bilden, wie sie zwischen den Kohlekörnern im Mikrophon bzw. an Funkenstrecken bekanntlich schon oft beschrieben sind.

Nur in dem „vibrierenden" Zustand ist der Kohärer elektrisch empfindlich, so daß jede auftreffende elektrische Erregung die Übergangsleitfähigkeit des Metallfeillichts vernichtet, hingegen läßt die elektrisch stabile „statische" Kohäsion sich nicht mehr von außen beeinflussen. — Bei dem oben erwähnten Metallplattenkontakt wurde außerdem vor Einsetzen der Kohäsion ein Zustand beobachtet, bei dem die obere Platte die untere in das Quecksilber hineindrückte, ohne daß der Übergangswiderstand zwischen beiden unter 10^8 Ohm sank.

Der Verfasser glaubt für alle Erscheinungen eine isolierende Oberflächenschicht auf den sich berührenden Metallteilchen verantwortlich machen zu können, die elastisch genug ist, um im Falle der „vibrierenden" Kohäsion die rücktreibende Gegenkraft gegenüber der elektrostatischen Anziehung aufzubringen.

v. Hippel.

J. Larmor. Warum die Wellen der drahtlosen Telegraphie sich um die Erde herum krümmen. (Why wireless electric rays can bend round the earth.) Phil. Mag. **48**, 1025—36, 1924. (Ausführliches Referat von G. W. de Tunzelman ist auch im El. **94**, 30—31, 1925 erschienen.)

Den Ausgangspunkt für die Überlegungen des Verfassers bildet die Tatsache, daß es heute ohne Schwierigkeit möglich ist, bei den Antipoden elektromagnetische Wellen, die sich um den halben Erdumfang herum fortgepflanzt haben, nachzuweisen. Der Verfasser ist der Ansicht, daß die Fortleitung durch die leitende Erdoberfläche auf diese Entfernungen keine wesentliche Rolle spielt, daß vielmehr die Krümmung der Strahlen um die Erde herum nur durch die Schichtung der Atmosphäre zu erklären sei. Wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen mit der Höhe über den Erdboden zunimmt, so erhält man bekanntlich eine Krümmung der Strahlen.

Als Grund für diese Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Höhe kann nur die Ionisierung der Luft in Frage kommen. Ein Ionengehalt der Atmosphäre bedingt tatsächlich eine Verringerung der wirksamen Dieelektrizitätskonstanten und damit eine Zunahme der Phasengeschwindigkeit. Sie liefert aber auch eine Absorption der Wellen, wenn die Ionen bzw. Elektronen bei ihrer Bewegung unter dem Einfluß des elektrischen Feldes der Wellen erhebliche Reibungskräfte zu überwinden haben und sich also nicht frei bewegen können. Zu solchen Reibungskräften führen die Zusammenstöße der Ionen oder Elektronen mit den Gasmolekeln in der Atmosphäre. Nur dann also, wenn die Bewegung, die die Elektronen oder Ionen durch das elektrische Feld der Wellen erhalten, mindestens bis zu einem gewissen Grade frei ist, ist eine Krümmung der Strahlen ohne erhebliche Absorption möglich.

Die Bedingung dafür, daß die Schwingungen, welche die Elektronen oder Ionen unter der Wirkung des elektrischen Feldes der Wellen ausführen, nicht sofort zu Zusammenstößen mit den Gasmolekeln führen, ist einmal, daß die Amplitude dieser Schwingungen klein ist gegen die mittlere freie Weglänge der Ionen oder Elektronen, und dann, daß die Periode der Schwingung klein ist gegen die Zeit, die die Elektronen oder Ionen zum Durchlaufen der mittleren freien Weglänge brauchen.

Ist die Feldstärke der Wellen von der Form

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 \sin \omega t,$$

so folgt aus der Bewegungsgleichung für die freien Ionen

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} = e \mathfrak{E}$$

(x = Richtung von $\mathfrak{E}$) für die Amplitude X der Schwingungen

$$X = \frac{e \mathfrak{E}}{m \omega^2},$$

wenn e die Ladung, m die Masse eines Ions oder Elektrons und ω die Kreisfrequenz der Wellen bezeichnet. Unter der Annahme einer Wellenlänge von 1000 m und für ein Elektron wird die Amplitude $= {}^1/_2 \cdot 10^3\, V$, wenn die Amplitude $\mathfrak{E}^0$ der Feldstärke $= V$ Volt/cm ist; ist $\mathfrak{E}_0$ von der Größenordnung von 10^{-3} Volt/cm, so wird die Amplitude der Schwingungen von der Größenordnung eines cm. In einer Höhe von ungefähr 100 km über dem Erdboden wird diese Amplitude klein gegen die freie Weglänge, die in dieser Höhe mindestens einige Zentimeter beträgt. Das würde in noch höherem Maße für Ionen zum Beispiel für ein H-Ion gelten, dessen Amplitude nur etwa den 1800. Teil derjenigen eines Elektrons betragen würde. Auch die Periode der Schwingungen (bei $\lambda = 1000$ m ist sie $= {}^1/_3 \cdot 10^{-5}$ sec.) wird für Ionen klein gegen die Zeit, die zum Durchlaufen der mittleren freien Weglänge nötig ist. Sie ist nur etwa ${}^1/_{20}$ der Zeit, die eine Luftmolekel, und ${}^1/_4$ derjenigen, die eine H-Molekel dazu brauchen würde. Die oben angegebenen Bedingungen würden also in einer Höhe von ca. 100 km für Ionen erfüllt sein. Für ein Elektron würde aber die Schwingungsperiode etwa 10 mal so groß sein wie die Zeit, die es zum Durchlaufen der mittleren freien Weglänge nötig hat, und Elektronen würden also, da sie sich unter diesen Umständen nicht mehr frei bewegen würden, zu einer starken Absorption Anlaß geben, wenn sie sich bei ihren Zusammenstößen mit den Molekeln wie Ionen oder Gasmolekeln verhalten würden. Tatsächlich ist aber bekannt, daß Elektronen durch Atome hindurch fliegen können, ohne in ihrer Bewegung erheblich gestört zu werden.

Ein gewisser Energieverlust wird auch dann eintreten, wenn die Elektronen oder Ionen erst nach einer Anzahl (z. B. n) Perioden mit einer Gasmolekel zusammenstoßen; sie werden auch bei diesem Zusammenstoß einen Teil ihrer kinetischen Energie, die sie durch das Feld der Wellen erhalten haben, abgeben. Im ungünstigsten Falle, wenn beim Zusammenstoß die gesamte kinetische Energie des Elektrons oder Ions abgegeben wird und diese kinetische Energie im Moment des Zusammenstoßes ihren maximalen Wert $= {}^1/_2 \cdot m \mathfrak{v}^2$ ($\mathfrak{v}$ = Amplitude der Geschwindigkeit $= e\,\mathfrak{E}_0/m\,\omega$ nach den Gleichungen oben) besitzt, würde also die Energie, die durch ein Elektron oder Ion in n-Perioden (τ) verloren geht,

$$= \frac{1}{2} m e^2 \mathfrak{E}_0^2 / m^2 \omega^2 = e^2 \mathfrak{E}_0^2 / 2 m \omega^2$$

sein. Befinden sich N-Elektronen oder Ionen in einem cm³, so ist die gesamte Energie, die pro Sekunde und cm³ verloren geht,

$$= N \cdot \frac{e^2 \mathfrak{E}_0^2}{2 m \omega^2} \cdot \frac{1}{n \tau} = \frac{N}{n m} \cdot \frac{e^2 \mathfrak{E}_0^2}{8 \pi^2 c} \cdot \lambda.$$

Die Energie, die pro Sekunde durch einen cm² hindurch geht, = ist $\frac{\mathfrak{E}_0^2}{8 \pi c}$. Man erhält also als Absorptionskoeffizienten pro cm

$$\frac{N}{n m} \cdot \frac{e^2 \mathfrak{E}_0^2}{8 \pi^2 c} \cdot \lambda : \frac{\mathfrak{E}_0^2}{8 \pi c} = \frac{N}{n m} \cdot \frac{e^2}{\pi} \lambda.$$

Ist die Masse des betreffenden Ions M mal größer als diejenige eines Elektrons, so folgt aus den bekannten Werten für die Elementarladung und das Verhältnis e/m als Absorptionskoeffizient $\frac{N \lambda}{n M} \cdot 10^{-13}$. Nimmt man wieder λ = 1000 m, außerdem $n = 10$, H-Ionen, und zwar von der Konzentration $N = 2 \cdot 10^3/\text{cm}^3$, so folgt als Absorptionskoeffizient 10^{-9}, d. h. die Energie der Wellen würde auf ihren e-ten Teil erst in einer Entfernung von 10 000 km herabsinken. Die Absorption würde also selbst bei dieser mehr als ausreichenden (siehe unten) Ionenkonzentration nicht ins Gewicht fallen.

Zu besprechen ist noch die Frage, wie groß die Konzentration an Ionen oder Elektronen sein muß, um eine genügende Krümmung der Strahlen in der ionisierten Atmosphäre hervorzurufen. Damit ein Strahl, der von irgend einem Ort der Erdoberfläche ausging, wieder an einen anderen Ort der Erdoberfläche gelangt, darf sein Krümmungsradius höchstens gleich dem Erdradius R sein. Soll ein Strahl diese Krümmung erhalten, so hat die Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigket c mit der Höhe h die Bedingung zu erfüllen.

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{c} \frac{d c}{d h}.$$

Nun folgt für ein Medium, in dem sich frei bewegliche Ionen oder Elektronen von der Ladung e, von der Masse m und von der Konzentration N befinden, in einfacher Weise für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_0^2} \left(1 - N \frac{e^2 \lambda^2}{2 \pi m} \right)$$

(c_0 = Fortpflanzungsgeschwindigkeit im ionenfreien Medium)

oder

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_0^2} (1 - 10^{-3} N),$$

wenn man wieder λ = 1000 m und für e und e/m die Elektronenwerte annimmt. Daraus folgt dann, wenn N sehr klein ist gegen 10^3,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{c} \frac{dc}{dh} = \frac{1}{2} 10^{-3} \frac{d N}{dh}.$$

Das ergibt für die Zunahme der Konzentration mit der Höhe

$$\frac{dN}{dh} = \frac{2 \cdot 10^3}{R} = \frac{2 \cdot 10^3}{6 \cdot 10^8} = 3 \cdot 10^{-6}.$$

In einer Höhe von ca. 100 km (10^5 cm) müßte also die Konzentration an Elektronen um 0,3 Elektronen/cm³ höher sein, als an der Erdoberfläche. Für H-Ionen würde der entsprechende Wert $5 \cdot 10^2$/cm sein. Da in dieser Höhe noch ca. 10^{15} Gasmolekeln in 1 cm³ Luft vorhanden sind, so ist diese Konzentration der Elektronen oder Ionen eine verhältnismäßig so geringe, daß die ultraviolette Sonnenstrahlung zu ihrer Erzeugung gut ausreichen würde. —

Die Idee von Larmor ist also im wesentlichen die, daß die Fortpflanzung der Wellen auf große Entfernungen in einer Schicht der Atmosphäre vor sich geht, in der die Krümmung der Strahlen derartig ist, daß sie ganz ungefähr parallel der Erdoberfläche verlaufen. Das neue an seiner Auffassung ist wohl, daß er diese Schicht in eine Höhe verlegt, in der Zusammenstöße der Elektronen oder Ionen mit den Gasmolekeln nur noch sehr selten erfolgen und demnach die Absorption der Wellen sehr gering ist.

Zenneck.

Die Großstation in Malabar (Java). (The high power station at Malabar, Java.) Proc. Inst. of Radio Eng. **12**, 693—722, 1924.

Bericht des Herausgebers Dr. N. A. Goldsmith nach Photographien und Angaben von Dr. C. J. de Groot.) Bau und Einrichtung der Großstation Malabar auf Java, deren Zweck ein direkter Verkehr mit der Station Kootwijk in Holland auf eine Entfernung von 12 000 km ist.

Nach einer Einleitung über die frühere Einrichtung der Station wird der riesenhafte Lichtbogen-Generator beschrieben, den Dr. de Groot in die Station eingebaut hat. Seinen Strom bezieht er von zwei Motorgeneratoren der General El. Co., die eine Gleichstromleistung von 1200 kW bei 3500 Volt geben und bei Betrieb parallel geschaltet werden. Dem Bogen wird tatsächlich eine Leistung von ungefähr 2400 kW zugeführt, und die Hochfrequenzleistung in der Antenne wird ungefähr 1200 kW. Nächstes Jahr sollen zwei weitere Motorgeneratoren hinzukommen, von denen einer nur als Reserve bestimmt ist, während der andere zu den schon vorhandenen zugeschaltet werden soll. Die Gleichstromleistung des Bogens wird dadurch auf 3200 kW und die Hochfrequenzleistung in der Antenne voraussichtlich auf 1600 kW kommen.

Der Eisenkern des Magneten besteht aus einzelnen Stücken von Gußeisen, die durch Stahlplatten und Bolzen zusammengehalten werden — die einzelnen Stücke wiegen zwischen 1000 und 6000 kg —, da die Gießereien auf Java für den Guß größerer Stücke nicht eingerichtet waren. Das ganze Gewicht des Eisenkerns beträgt 260 000 kg. Die untere Feldspule liegt in Öl und ist für eine Spannung von 60 000 Volt isoliert. Sie besteht aus quadratischen Kupferdrähten von 7×7 mm, von denen eine ganze Zahl zu einem einzigen Leiter von 450 mm^2 vereinigt sind. Das Kupfergewicht der Spule ist 10 000 kg. Die Flammenkammer ist aus Messing (5000 kg) gegossen und wird mit möglichst reinem Wasserstoff beschickt.

Die Antennenspulen sind aus silberplattierten Kupferröhren. Sie sind mit Anschlüssen versehen, die eine Änderung der Wellenlänge zwischen 7000 und 20 000 m gestatten. Zur Feineinstellung der Wellenlänge dient ein Rendahl'sches Variometer. Es ist damit möglich, die Wellenlänge während des Betriebes bis um 1000 m zu variieren.

Die Antenne selbst ist die bekannte Bergantenne, die seinerzeit viel besprochen wurde. Sie erhält bei dem Betrieb mit dem großen Lichtbogen ca. 125 000 Volt und ist bei dieser Spannung nicht ganz frei von Coronabildung.

Das Tasten des Bogens erfolgt unter Vermittlung eines Wheatstone-Gebers, und zwar wird beim Senden mit geringer Geschwindigkeit (etwa so wie bei Handtasten) die Wellenlänge nur um 0,5 Promille, beim Schnellsenden (bis 60 Worte/min.) um 1,5 Promille geändert. Der Empfang erfordert einen besonderen Empfänger, über den sich aber in der Arbeit keine näheren Angaben finden; mit den gewöhnlichen Empfängern ist eine Aufnahme der Zeichen bei dieser außerordentlich geringen Wellenlängendifferenz nicht möglich. Daß ein Senden und Empfang bei einer so geringen Wellenlängenänderung überhaupt möglich ist, ist der beste Beweis für die hohe Konstanz der Frequenz bei diesem Lichtbogen-Sender.

Außer dem Lichtbogen-Sender ist auf der Station noch eine Maschinenanlage von Telefunken mit Frequenzwandlern, ähnlich derjenigen in Nauen und Kootwijk, vorhanden, deren Antennenleistung aber nur 400 kW beträgt.

Bezüglich der Frequenzfrage zeigen die bisherigen Erfahrungen das folgende. Der Maschinensender ist für die Wellenlänge 7500, 10 000, 15 000 und 20 000 m eingerichtet. Die beiden ersten Wellenlängen geben während der Nacht oft ausgezeichneten Verkehr mit Holland, während die 20 000 m-Welle niemals weder bei Tag noch bei Nacht in Holland aufgenommen werden kann. Am Tag ist am besten die 15 000 m-Welle, doch reicht die geringe Leistung des Maschinensenders nicht für eine dauernde sichere Verständigung mit Holland. Für den Bogen ist die beste Wellenlänge auch ungefähr 16 000 m, während für eine Entfernung von 12 000 m nach der Austin-Cohen'schen Formel eine mehrfach größere Wellenlänge am günstigsten sein sollte; bei vollkommener Dunkelheit sind am besten Wellenlängen zwischen 7500 und 9000 m. Bei einem kürzlichen Versuch mit dem Lichtbogensender über 24 Stunden, bei dem mit 200 000 Meter-Amp. in der Antenne gearbeitet wurde, konnte während 19 Stunden offener und während 18 Stunden codierter Text aufgenommen werden. Zenneck.

Extrem starke Magnetfelder. (Very intense magnetic fields.) Electrician **93**, 726, 1924.

Referat über einen Vortrag von Dr. J. F. Wall, in dem dieser über seine Versuche, mit Hilfe von Kondensatorentladungen extrem starke magnetische Felder herzustellen, berichtet hat.

Die Anordnung war die folgende. Große Kondensatoren wurden durch einen rotierenden Umschalter abwechslungsweise an eine Gleichstromspannung von 2000 Volt und dann an eine Spule angelegt, durch die sich dann die Kondensatoren entluden. In der Spule, die in Öl eingetaucht war, befand sich ein Stück „stalloy".

Die oszillographische Aufnahme der Schwingungen ergab als erstes Strommaximum 44 000, als zweites 43 000, als drittes 21 200, als viertes 12 500 Ampère. Einem Strom von 44 000 Ampère entsprach in der Spule ein Feld von 1 390 000 Gauß. Wenn man bedenkt, daß mit den größten Elektromagneten nur schwer Felder über 50 000 Gauß zu erhalten sind, und daß die ganze Elektrotechnik in der Regel nicht über die Hälfte davon heraufgeht, so kann die Methode von Herrn Wall, die durch Schwingungen von Kondensatorkreisen Felder von ganz anderer Größenordnung erzielt, schon imponieren.

Aus dem Oszillogramm der Entladung ging hervor:

1. daß die Zeit der ersten Halbperiode nur ungefähr halb so groß war als die der folgenden;
2. daß das zweite Strommaximum fast ebenso groß war wie das erste;
3. daß das erste Strommaximum viel größer war als sich aus den Konstanten des Kreises und der Anfangsspannung ergab, und
4. daß die Frequenz (Periode) nach der ersten Halbperiode und das Dekrement nach der ersten Periode diejenigen Werte hatten, die sich aus den Konstanten des Kreises berechneten.

Aus den unter 1 bis 3 genannten Anomalien wird man vorerst wohl kaum irgend welche weitergehende Schlüsse ziehen dürfen. Es ist in dem Bericht selbst angegeben, daß die Spule unter dem Einfluß der ungeheuren elektrodynamischen Kräfte während der Entladung ihre Gestalt änderte; außerdem ist nicht ganz klar, wie die Konstanten des Kreises berechnet wurden. Es ist zwar gesagt, daß die magnetischen Eigenschaften des Materials in der Spule bekannt waren, es steht aber wohl außer Frage, daß die magnetischen Eigenschaften desselben nicht unter denjenigen Bedingungen untersucht waren, denen es bei der Entladung ausgesetzt war.

Die Idee bei der Untersuchung war, die magnetischen Eigenschaften von Eisen oder Stahl durch sehr oft wiederholte Behandlung mit solchen Kondensatorschwingungen in

günstigem Sinn zu ändern. Das scheint auch für das verwandte Material bis zu einem gewissen Grad gelungen zu sein. Es soll nach dem Bericht eine sehr viel günstigere Magnetisierungskurve gezeigt haben, nachdem es mit 48 Kondensatorentladungen behandelt worden war.

Zenneck.

Erfolge von kurzen Wellen. Im Electrician **94**, 28, 1925 ist ein kurzer Bericht über einen Vortrag von Marconi vor der Royal Society. Nach diesem Bericht hat Marconi u. a. mitgeteilt, daß mit einer Leistung von 12 kW und einer Wellenlänge von 32 m drahtlose Telephonie von Cornwall nach Montreal, New York, Rio de Janeiro und Buenos Aires täglich während 24 Stunden und nach Sidney täglich während $23^1/_2$ Stunden möglich war. Alle Beobachtungen (vom August bis Dezember 1924) zeigten, daß für Wellenlängen zwischen 100 und 32 m die Absorption bei Tage mit Verkleinerung der Wellenlänge rapid abnimmt. Wesentlich war für die angegebenen Resultate die gerichtete Aussendung der Wellen mit Hilfe von Parabolspiegeln.

Aus den bisherigen Erfahrungen sei zu schließen, daß der Gebrauch von kurzen Wellen mit Parabolspiegel unter allen Umständen ökonomischer, aber in vielen Fällen weniger zuverlässig als die Benutzung von langen Wellen ist.

Zenneck.

Empfangsapparate der Marconi-Gesellschaft. Im Electrician **93**, 289—291 und 406, 1924 finden sich Beschreibungen der Empfangs- und Aufnahmeapparate der Marconi-Gesellschaft. Besonders berücksichtigt darin sind die „undulators", Schreibapparate nach dem Prinzip des Syphon Recorders, und die Überlagerer für Hoch-, Zwischen- und Niederfrequenz. Die technische Ausführung der Apparate ist durch zahlreiche Abbildungen illustriert.

Zenneck.

L. C. Pocock. Bedingungen für gute Wiedergabe in der drahtlosen Telephonie. (Reproduction in Radio. Some conditions essential for faithfulness.) Electrician **93**, 411—412, 1924. Referat über einen Vortrag vor der drahtlosen Abteilung des Inst. El. Eng.)

Als Typen der Verzerrung unterscheidet der Verfasser folgende. Es kann dieselbe Amplitude bei verschiedenen Frequenzen verschieden (Frequenzverzerrung) oder es kann bei derselben Frequenz das Verhältnis von zwei Amplituden falsch wiedergegeben werden (Amplitudenverzerrung). Das letztere äußert sich in zwei Richtungen. Einmal kommt bei Musikwiedergabe das Verhältnis der Intensitäten (z. B. bei crescendo-Stellen) nicht richtig heraus, und dann kommen dadurch Harmonische herein, die im ursprünglichen Klange nicht vorhanden waren. Außerdem macht der Verfasser noch auf eine Art physiologischer Verzerrung aufmerksam. Auch dann, wenn das Verhältnis der Amplitude richtig wiedergegeben wird, der absolute Wert der Intensität aber erheblich von demjenigen der Originalmusik abweicht, kann wegen der nichtlinearen Charakteristik des Ohres ein unrichtiger Eindruck entstehen.

Dann werden die verschiedenen Apparate zur Besprechung eines Telephonie-Senders diskutiert, und zwar

1. das elektrostatische Mikrophon,
2. das Gegentakt-Kohlemikrophon,
3. das elektromagnetische Mikrophon,
4. eine Anordnung, bei der die Schallwellen auf eine Glimmentladung mit einer Zwischenelektrode wirken (?) und
5. das Kathodophon.

Der Verfasser stellt fest, daß es bei allen diesen Anordnungen, auch wenn sie an sich eine Frequenzverzerrung geben, verhältnismäßig einfach ist, dieselbe durch entsprechende Schaltungen zu kompensieren.

Bezüglich der Verstärker ist bekannt, daß sie nur verzerrungsfrei arbeiten, wenn man auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik bleibt. Von den möglichen Kopplungen des Verstärkers ist die Widerstandskopplung verzerrungsfrei, erfordert aber eine höhere Anodenspannung. Bei der induktiven Kopplung — ähnliches gilt auch bei der kapazitiven — muß die Impedanz der Kopplungsspule für die niedrigsten in Betracht kommenden Frequenzen groß gegen den inneren Widerstand der Röhre und die Spule so gewickelt sein, daß ihre Eigenfrequenz keinesfalls in dem Frequenzgebiet der zu verstärkenden Töne liegt. Falls die Spule einen Eisenkern besitzt, muß er so reichlich dimensioniert werden, daß das Eisen nicht hoch gesättigt wird. Bei der Transformator-Kopplung, die einen besonders vorteilhaften Wirkungsgrad besitzt, liegt eine Schwierigkeit darin, daß die Primärspule des Transformators denselben Bedingungen zu genügen hat, wie die Spule bei induktiver Kopplung, während die Sekundärspule eine 16 bis 25 mal größere Impedanz erhalten muß, wenn die Spannung auf den 4 bis 5 fachen Betrag hinauftransformiert werden soll. Eine Verzerrung tritt bei vielen Empfängern mit Transformator-Kopplung dadurch ein, daß die Sättigung des Eisenkerns über das Knie hinauf geht.

Rückkopplung in Hochfrequenzverstärkern kann, wenn sie im bescheidenen Maße angewandt wird, durch Erhöhung der Selektivität und Empfindlichkeit günstig sein. Ihre Verwendung bei Niederfrequenzverstärkern ist aber mit größtem Mißtrauen zu betrachten. Ebenso wenig empfiehlt der Verfasser die Benutzung derselben Röhre für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung. Die in diesem Fall notwendigen komplizierten Stromkreise geben leicht zu Verzerrungen Anlaß.

Bezüglich der Lautsprecher betont der Verfasser, daß irgend ein Lautsprecher, er mag konstruiert sein wie er will, eine Amplitudenverzerrung geben muß, wenn er über eine bestimmte Intensität beansprucht wird. Dabei kommt nicht etwa der mittlere Effektivwert der angelegten Spannung in Betracht, sondern die Maximalwerte dieser Spannung; nach Aufnahmen mit der Braun'schen Röhre können z. B. bei rascher Sprache diese Spannungsamplituden 6 bis 7 mal so groß sein als der mittlere Effektivwert. Nach einer rohen Schätzung soll ein Lautsprecher für ein normales Wohnzimmer im Mittel ungefähr eine Leistung von $3 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-4}$ Watt bekommen, muß aber nach dem eben Ausgeführten imstande sein, bei einer viel höheren momentanen Leistung noch richtig wiederzugeben.

Zenneck.

G. W. O. Howe. Eine neue Theorie der Wellenausbreitung auf große Entfernungen. (A new theory of long distance Radio Communication.) Electrician **93**, 282—283, 402—403, 1924.

Herr Howe faßt die Ausbreitung der Wellen als ein zweidimensionales Problem auf. Er denkt sich ihre Ausbreitung in einem verhältnismäßig schmalen Raum, der unten durch den Erdboden, oben durch die Heaviside-Schicht begrenzt ist. Als Höhe der Heaviside-Schicht legt er für seine Berechnungen 100 km zugrunde. Ähnlich wie bei einem zweiadrigen Kabel soll der Erdboden einerseits, die Heaviside-Schicht anderseits die beiden Leiter darstellen, zwischen denen sich als Dielektrikum die nicht leitende atmosphärische Luft befindet. Bei dieser Auffassung wird die Fläche der Wellenfront in der längs des

Erdbodens gemessenen Entfernung d vom Sender $= h\,R \sin \vartheta$, wenn R der Erdradius, h die Höhe der Heaviside-Schicht und ϑ der Winkel ist, unter dem die Entfernung d vom Erdmittelpunkt aus erscheint. Die Feldstärke im Abstand d muß also $\sim \frac{1}{\sqrt{R \sin \delta}}$ werden. Die Absorption ist bei dieser Auffassung nur bedingt durch die Ohm'schen Verluste im Erdboden und in der Heaviside-Schicht, und hängt vom spezifischen Widerstand beider, aber auch nur von diesen und nicht etwa auch von der Wellenlänge ab. Dieser Punkt gibt natürlich zu Bedenken Anlaß, ebenso der andere, den Herr Howe selbst hervorhebt, daß nämlich eine verhältnismäßig geringe Änderung des spezifischen Widerstandes des Erdbodens einen ungeheuren Einfluß auf die Feldstärke in großer Entfernung ausüben würde. Als Beispiel gibt er an, daß eine Zunahme des spezifischen Widerstandes des Erdbodens von 25 Ohm (pro cm Länge und cm^2 Querschnitt) auf 50 Ohm in einem Abstand von 16000 km eine Schwächung der Feldstärke im Verhältnis 1 : 0,005 zur Folge haben würde.

Die abgeleiteten Formeln werden mit den Resultaten, die das französische Schiff Aldébaran auf seiner Reise um die Erde erhielt, verglichen (nach Angabe von Herrn Howe ist darüber in der Onde électrique vom Februar 1924 berichtet). Man kann diese Resultate in gewissen Gebieten durch die Formeln darstellen, wenn man den Konstanten in ihnen entsprechende Werte gibt. Unabhängig von den Werten der Konstanten geben die Formeln eines wieder, nämlich die Zunahme der Feldstärke in der Nähe der Antipoden — sie soll ja nach dem oben ausgeführten $\sim \frac{1}{\sqrt{\sin \vartheta}}$ sein —. Tatsächlich ist von der Aldébaran eine rasche Zunahme, wenn auch natürlich nicht zu unendlichen Werten, bei Annäherung an den Antipodenpunkt der aufgenommenen Sendestation beobachtet worden. Zenneck.

L. W. Austin. Feldstärkemessungen in Washington für die Station New Brunswick und Tuckerton. (Field intensity measurements in Washington on the radio corporation stations at New Brunswick and Tuckerton, New Jersey.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 681—92, 1924.

Die Messungen bilden einen Teil der systematischen Messungen der Feldstärken von drahtlosen Stationen durch das Bureau of Standards.

Von den beiden Stationen ist New Brunswick 281. Tuckerton 251 km von Washington entfernt. Die Frequenzen der beiden Stationen sind 22040 bzw. 18850/sec., ihre Antennenströme 600 bzw. 470 Ampère, ihre wirksamen Höhen 66 bzw. 67,5 m. Die Messungen wurden von Anfang Juli 1923 bis Ende Mai 1924 täglich 10 Uhr vormittags und 3 Uhr nachmittags gemacht. Die Feldstärke von New Brunswick war im Mittel ca. $3{,}06 \cdot 10^{-3}$, diejenige von Tuckerton $2{,}7 \cdot 10^{-3}$ Volt/m, nachmittags etwas schwächer als vormittags und ebenso im Sommer etwas geringer als im Winter.

Von besonderem Interesse ist die Tatsache, daß in der sehr kalten Zeit um den 22. und um den 27. Januar beide Stationen eine erheblich größere Feldstärke zeigten als sonst, während die Feldstärke der nur 53 km von Washington entfernten Station Annapolis eine entsprechende Zunahme der Feldstärke nicht erkennen ließ.

Austin bemerkt, daß erheblicheSchwankungen der Feldstärke in Entfernungen von ca. 50 km noch nicht vorkommen, daß sie dagegen groß werden bei Entfernungen von 250 bis 300 km und wieder kleiner von 400 bis 700 km.

Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Sendeanordnungen.

D.R.P. 407935. Einrichtung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m.b.H., Berlin. Erfinder: Otto von Bronk, Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 11. März 1923 ab. Ausgegeben am 8. Januar 1925.

Die Erfindung besteht insbesondere darin, daß ein Mikrophonkreis mit einem Telephonkreis derart verbunden und rückgekoppelt ist, daß ungedämpfte, im allgemeinen mehrwellige Schwingungen entstehen und daß diese Schwingungen zur Steuerung eines fremderregten Röhrensenders verwendet werden. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 1. Die von dem Mikrophon 1 verursachten Stromänderungen werden über den Transformator 2 dem Telephon 3 zugeführt, wirken akustisch auf das Mikrophon 1 und bewirken ein Tönen des Systems nach dem Prinzip des rückgekoppelten Mikrophonsummers. In dem niederfrequenten Stromkreise ist der auf eine Oberschwingung abgestimmte Schwingungskreis 4 eingeschaltet, der durch eine Hochfrequenzkopplung 5 mit dem Gitter 6 der Röhre 7 verbunden ist. Zweckmäßig besitzt das Gitter 6 eine einstellbare Vorspannung, um auf dem richtigen Teil der Charakteristik arbeiten zu können. Im Anodenkreis der Röhre 7 befindet sich ein zweiter auf die gleiche Oberschwingung abgestimmter Schwingungskreis 8, der mit der Antenne 9 oder einem anderen Verbraucher gekoppelt sein kann.

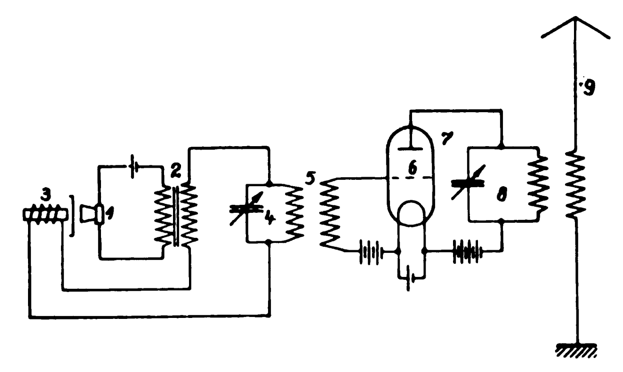


Fig. 1.

D.R.P. 410934. Sendeanordnung für drahtlose Nachrichtenübermittlung mit zwei benachbarten Antennen. International General Electric Company, New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. November 1922 ab. Ausgegeben am 21. März 1925. Priorität: V. St. Amerika 17. Januar 1922.

Gemäß dieser Erfindung werden zwei benachbarte Antennen mit einander derart gekoppelt, daß durch diese Kopplung die wechselseitige Kapazität zwischen den Antennen bei der Wellenlänge eine der Antennen neutralisiert wird. Die Kopplung kann durch eine die Antennen konduktiv verbindende Spule oder auch durch eine magnetische Kopplung bewirkt werden. Wenn die Kopplung so eingestellt ist, daß sie die wechselseitige Kapazität zwischen den Antennen bei der Frequenz einer derselben neutralisiert, schwingt diese Antenne praktisch frei, als ob die andere Antenne nicht existierte. Bei der Wellenlänge jedoch, die von der anderen Antenne ausgestrahlt werden soll, wird die Kopplungskapazität zwischen den beiden Antennen nicht neutralisiert, und es werden daher

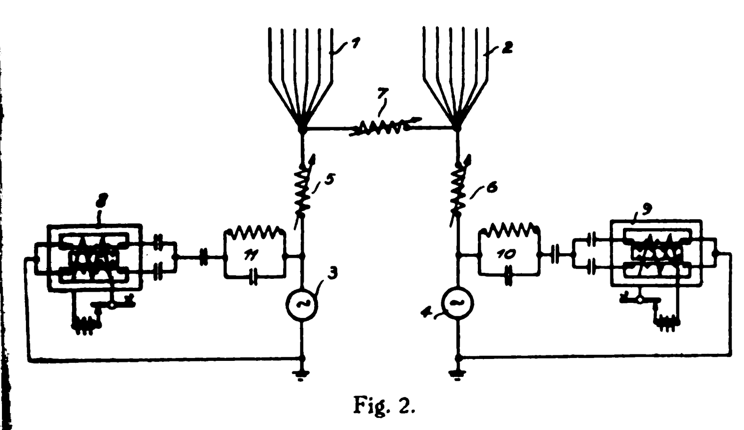


Fig. 2.

besondere Mittel angewendet, um die unerwünschten Einwirkungen, die von der nicht kompensierten Frequenz bestehen bleiben, zu beseitigen. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 2. Die beiden Antennen sind durch eine Selbstinduktion 7 gekoppelt, die so eingestellt ist, daß die elektrostatische Kopplung zwischen den beiden Antennen für die der Antenne 2 aufgezwungene Frequenz neutralisiert wird. Die Selbstinduktion 7 ist in der Fig. 2 unmittelbar mit den beiden Antennen verbunden dargestellt, man kann aber ebenso gut eine magnetische Kopplung vornehmen, z. B. können die Spulen 5 und 6 miteinander gekoppelt sein. Zweckmäßig ist jedoch die induktive Kopplung zur Neutralisierung der elektrostatischen Kopplung unabhängig von den Abstimmspulen 5 und 6. Die induktive Kopplung ist wünschenswert in dem Falle, wo die wechselseitige Kapazität zwischen den Antennen so gering ist, daß eine außergewöhnliche hohe Induktanz zur Neutralisierung durch direkte Kopplung notwendig wird. Mit dieser Anordnung schwingt jede Antenne mit ihrer eigenen Frequenz. Was die Antenne 2 anbetrifft, so schwingt sie praktisch, als ob die Antenne 1 nicht vorhanden wäre, weil der Nebenschluß- oder Differentialkreis, der aus der Selbstinduktion 7 und der elektrostatischen Kapazität zwischen der Antenne besteht, auf die Frequenz der Antenne 2 abgestimmt ist. Da jedoch die Kapazität und Selbstinduktion natürlich nur auf eine Frequenz abgestimmt sein kann, so ist die kapazitive Kopplung zwischen den beiden Antennen nicht vollkommen neutralisiert für die andere Frequenz, für die Einwirkung der Antenne 1 auf die Antenne 2. Zum Tasten der beiden Antennen werden hier die magnetischen Verstärker 8 und 9 verwendet. Diese magnetischen Verstärker liegen direkt parallel zu den Hochfrequenzquellen 3 und 4. Die Wirkung der schwingenden Energie der Antenne 1 auf die Tastung der Energie der Antenne 2 wird beseitigt durch den Drosselkreis 10, der in Serie mit dem Verstärker 9 verbunden ist. 10 ist abgestimmt auf die Frequenz der Antenne 1, so daß eine Verstimmung des Verstärkers durch die Frequenz der Antenne 1 verhindert wird.

D.R.P. 410 978. Sendeeinrichtung für drahtlose Telegraphie mit n-Hochfrequenzgeneratoren, die nach Belieben für Ein- oder Mehrfachbetrieb verwendet werden können. Joseph Bethenod, Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. Juli 1921 ab. Ausgegeben am 13. März 1925. Priorität: Frankreich 8. November 1920.

Sendeeinrichtungen für Einfach- und Mehrfachbetrieb, bei denen mehrere Hochfrequenzgeneratoren vorgesehen sind und die nach Belieben für Einfach- oder Mehrfachbetrieb verwendet werden können, sind schon in einer Schaltung vorgeschlagen worden, bei der die verschiedenen Sendungen über dieselbe Antenne erfolgen sollten, in die in Abhängigkeit von den in Betracht kommenden verschiedenen Wellenlängen Schwingungskreise eingeschaltet waren. Das Vorhandensein derartiger Resonanzwiderstände in demselben Stromkreis verhindert aber, daß die Schwingungen

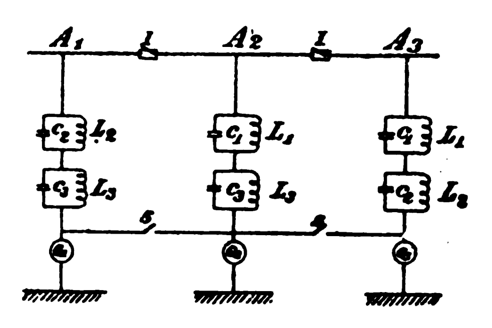


Fig. 3.

durchgehen, auf welche ein Schwingungskreis abgestimmt ist. Gemäß der Erfindung wird die Aufgabe so gelöst, daß die Antenne in so viel, z. B. n-Abschnitte ohne leitende Verbindung unterteilt ist, als Hochfrequengeneratoren vorhanden sind (Fig. 3); die Abschnitte können entweder bei Mehrfachbetrieb durch die n-Schwingungserzeuger in verschiedenen Frequenzen erregt werden, indem im Stromkreis jedes Schwingungserzeugers $n-1$ Schutzresonanzkreise eingeschaltet sind, die auf die $n-1$ Frequenzen der anderen Schwingungserzeuger abgestimmt sind, oder bei Einfachbetrieb elektrisch vereinigt werden, um die Sendestation mit einer einzigen Frequenz zu betreiben.

Unterdrückung der Oberwellen.

D. R. P. 410 917. Schaltung zur Unterdrückung der Oberwellen beim Röhrensender mit kapazitiver Rückkopplung. Dr. Hustav Glage, Frankfurt a. M. und Dr. Hans Edler, Jena. Patentiert im Deutschen Reiche vom 14. März 1922 ab. Ausgegeben am 13. März 1925.

Diese Anordnung gestattet bei Röhrensendern mit kapazitiver Rückkopplung, zu denen unter anderem auch die Huthsche Gittererregung (D.R.P. 310 152) gehört, ein absolutes Unterdrücken jeglicher Oberwellen. Man koppelt nämlich, abgesehen von seiner kapazitiven Erregung, das Gitter dazu noch derart induktiv mit dem Schwingungskreis, daß die durch diese Kopplung induzierte elektromotorische Kraft bestrebt ist, die Schwingungen auszulöschen. Letztere Kopplung wird jedoch so schwach gewählt, daß der hemmende Einfluß auf die Grundschwingung praktisch nicht in Frage kommt. Eine Ausführungsform dieser Schaltung ist bei der Huthschen Gittererregung in Fig. 4 dargestellt, in der die zur Unterdrückung der Oberwellen dienende Zusatz-

kopplungsspule mit d bezeichnet ist. Der Windungssinn der Spule d bzw. ihre Stellung zur Selbstinduktion b ist derartig, daß, wenn die Spule d allein Rückkopplungsspule wäre, entstehende Schwingungen infolge der verkehrten Phase vernichtet würden, die aber mit b sehr lose gekoppelt ist. In ganz analoger Weise geschieht die Schaltung bei irgendeiner der anderen kapazitiven Rückkopplungen. Die Wirkungsweise der Anordnung beruht auf folgendem: Treten im Schwingungskreis Oberwellen auf, z. B. die dritte Har-

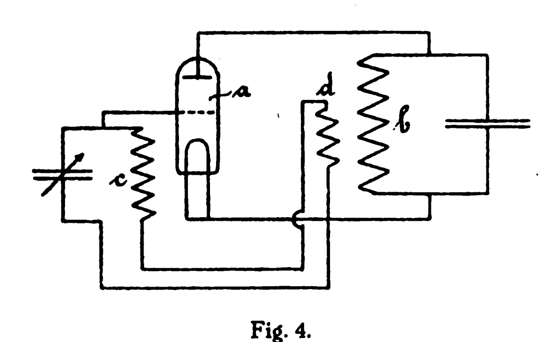


Fig. 4.

monische, so wird diese zunächst durch die kapazitive Rückkopplung nicht erheblich verstärkt, da die Steuerspannung an der Kapazität $\left(\frac{J}{3\,\omega\,C}\right)$ nur den dritten Teil der Spannung beträgt, die ein gleich starker Strom im Schwingungskreis mit der Frequenz der Grundschwingung $\left(\frac{J}{\omega\,C}\right)$ hervorrufen würde. Die durch die induktive Zusatzkopplung hervorgerufene Spannung am Gitter, die der Schwingungserzeugung entgegen arbeitet, wird aber für die Oberwelle dreimal so groß $(J \cdot 3\,\omega\,L)$. Während also diese induktive Kopplung auf die Grundwelle so gut wie keinen Einfluß hat, wirkt sie bei den Oberwellen stark vernichtend, und es läßt sich durch geeignete Wahl der Größe der induktiven Verkopplung leicht erreichen, daß sämtliche Oberwellen auf ein so geringes Maß herabgedrückt werden, daß sie nicht mehr nachzuweisen sind.

Tastvorrichtung.

D.R.P. 407 082. Vorrichtung zum Tasten der von einem abgestimmten Schwin-

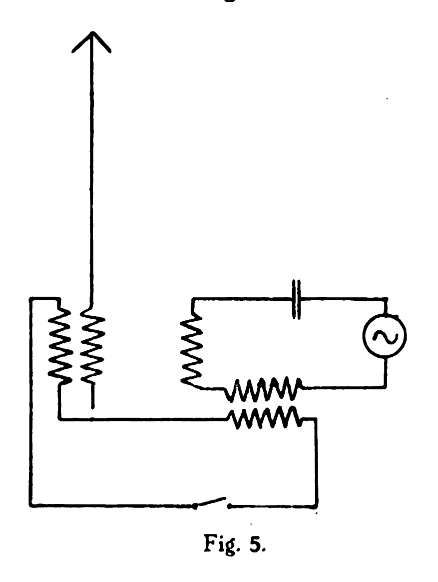


Fig. 5.

gungskreis an die Antenne gelieferten Energie. Siemens & Halske Akt. Ges., Siemensstadt b. Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 22. Februar 1923 ab. Ausgegeben am 15. Dezember 1924. Erfinder: Dr. Hans Riegger in Pankow.

In der drahtlosen Telegraphie macht die Unterbrechung der großen Energiemengen in der Antenne Schwierigkeiten. Es ist bekannt, daß man, anstatt den Stromkreis zu unterbrechen, ihn verstimmt. Gegenstand der Erfindung ist eine Vorrichtung, die in anderer Weise arbeitet und vor dem bekannten in vielen Fällen Vorzüge hat. Diese Vorrichtung besteht aus einem Stromkreis, der von derselben Hochfrequenzstromquelle gespeist wird wie die Antenne, und der mit der Antenne so gekoppelt ist, daß er die Wirkung der Stromquelle auf sie aufhebt. In diesem Stromkreise liegt irdengeine Unterbrechungsvorrichtung (Fig. 5). Er braucht nur wesentlich geringeren Strom zu führen als der Stromkreis, durch den die Antenne erregt wird, so daß die Unterbrechungseinrichtungen erheblicher kleiner werden und leichter zu bauen sind.

Schaltungsanordnung zum Gegensprechen.

D.R.P. 409 636. Schaltungsanordnung zum Gegensprechen bei Hochfrequenztelephonie ohne Draht oder längs Drähten mittels Röhrensender. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. und Karl Schwarz, Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. Januar 1921 ab. Ausgegeben am 9. Februar 1925.

Diese Schaltungsanordnung bezweckt, daß in der Ruhe- oder Empfangsstellung der Station der Hörer abgenommen und empfangen werden kann, ohne daß der Sender Wellen aussendet. Dies wird dadurch erreicht, daß ein besonderer Schalter vorgesehen wird, mittels dessen zweckmäßig über

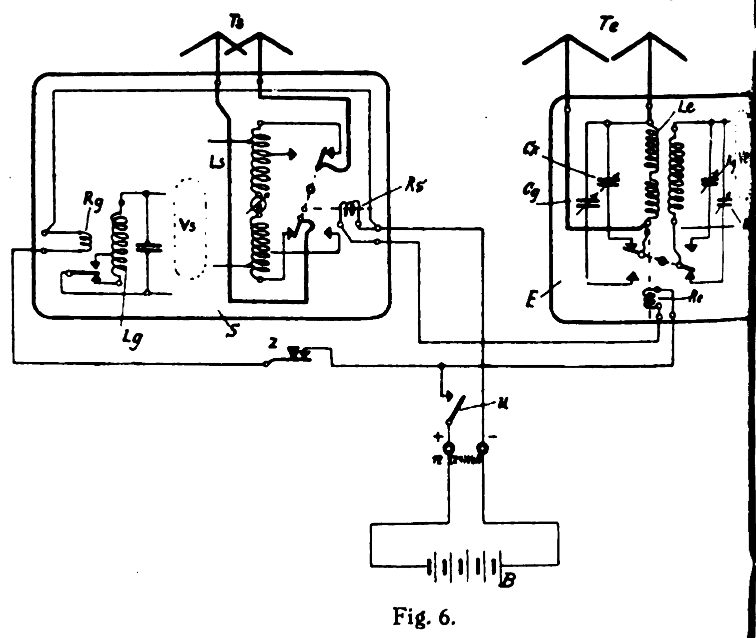


Fig. 6.

ein Relais der Sender derart beeinflußt werden kann, daß er außer Schwingung gesetzt wird. Dieses Ziel kann in einfachster Weise dadurch verwirklicht werden, daß das Relais, welches beim Abheben des Hörers beim Sender die Wellenumschaltung im Gitterkreis bewirkt, mittels eines besonderen Schalters an der Wellenumschaltung verhindert wird. Ein Schaltungsbeispiel zeigt Fig. 6. Für die Umschaltung des Gitterkreises ist im Sender ein Relais Rg angeordnet, das die Gitterspule Lg der Röhre Vs ganz oder teilweise einzuschalten gestattet, während im Empfänger des Relais Re die Umschaltung des Gitterkreises der Röhre Ve von dem Kondensator Kk auf den Kondensator Kg bewirkt. Die Relais erhalten Strom aus der Batterie B in Reihen-

bzw. Parallelschaltung über einen Schaltkontakt U, der bei Bedienung der Anrufvorrichtung oder durch Hörerabnahme geschlossen wird, wodurch auf der jeweils rufenden Station der erforderliche Wellenwechsel bewirkt wird. Erfindungsgemäß ist nun in die von der Batterie nach dem Gitterrelais Rg führende Leitung eine Taste Z gelegt, mittels der das Gitterrelais von der Batterie B abgeschaltet werden kann, wenn der Hörer abgenommen ist und der damit in Verbindung stehende Schalter U eingeschaltet ist. Beim Drücken der Taste Z verbleibt dann das Gitterrelais stromlos im Gegensatz zu allen übrigen die Station in Betrieb setzenden Relais. Der Sender ist eingeschaltet, kann aber keine Wellen ausstrahlen, da sein Gitterkreis verstimmt ist. Der Bedienungsmann kann nun hören und ist aber jederzeit in der Lage, durch Loslassen der Taste Z den Sender in Schwingungen zu versetzen, um gegebenenfalls in ein Gespräch einzutreten.

Empfangsanordnungen.

Anordnung für Mehrfach-Richtempfang.

D.R.P. 408 671. Anordnung für Mehrfach-Richtempfang. „Telefunken" Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m.b.H., Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 29. Juni 1923 ab. Ausgegeben am 26. Januar 1925.

Die bekannten Anordnungen dieser Art haben den großen Nachteil, daß die Anlage dadurch sehr kostspielig wird, daß man zur Erzielung der einzelnen Hochantenneneffekte soviel Hochantennen braucht, wieviel Wellen gleichzeitig empfangen werden sollen. Nach der vorliegenden Erfindung werden die zur Herstellung der gewünschten

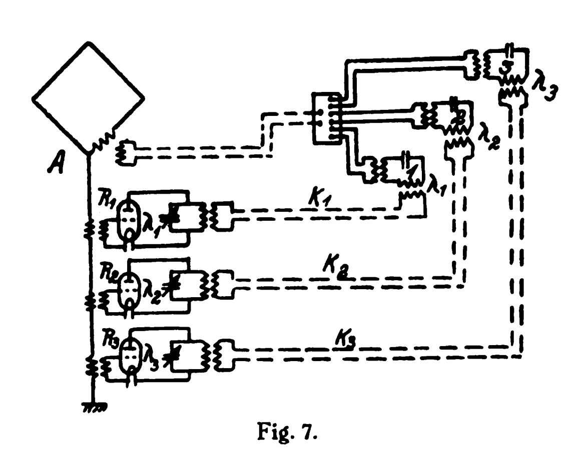


Fig. 7.

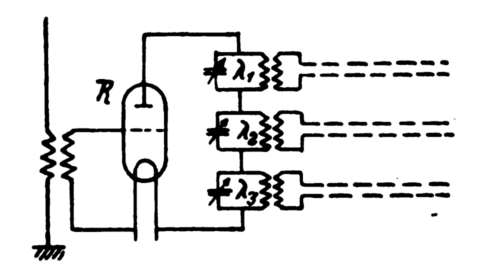


Fig. 8.

Fernwirkungscharakteristik erforderlichen Antenneneffekte für alle Frequenzen einer einzigen Hochantenne entnommen. Man führt nämlich von einer einzigen aperiodischen Hochantenne (oder einer Antenne, deren Resonanzfrequenz stark von den Empfangsfrequenzen abweicht) die Spannungen der einzelnen Frequenzen den Eingangskreisen von Elektronenröhren zu, mit deren Ausgangskreisen ein auf die aufzunehmende Frequenz abgestimmter Schwingungskreis verbunden ist. Als aperiodische Hochantenne benutzt man zweckmäßig die geerdete Richtantenne. Zur Erläuterung der Erfindung dient die Fig. 7. Von dem gemeinsam als Hochantenne wirkenden geerdeten Rahmen A werden die Spannungen der einzelnen Wellen λ_1, λ_2 und λ_3 auf die Röhren R_1, R_2 und R_3 übertragen. In den auf die zu empfangenden Frequenzen abgestimmten Schwingungskreisen dieser Röhren bilden sich starke Ströme für die einzelnen Frequenzen aus. Die Intensität dieser Ströme ist, wie ersichtlich, von der Richtung der ankommenden Wellen unabhängig und entspricht dem Antenneneffekt je einer auf die zu empfangende Welle abgestimmten Hochantenne. Von diesen einzelnen Schwingungskreisen leitet man die Energie in bekannter Weise über Kabel K_1, K_2 und K_3 zu den einzelnen Empfängerkreisen 1, 2 und 3. Es ist nicht nötig, für jede Frequenz eine besondere Elektronenröhre zu verwenden, sondern es kann eine Elektronenröhre genommen werden, deren Ausgangskreis mehrere Schwungradkreise enthält, die auf die einzelnen Wellen abgestimmt sind, wie das in Fig. 8 dargestellt ist.

Verstärker mit Dreielektrodenröhren.

D.R.P. 409 543. Verstärker für drahtlose Telegraphie mit Dreielektrodenröhren. Léon Nicolas Brillouin und Georges Armand Beauvais, Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. Juni 1920 ab. Ausgegeben am 6. Februar 1925. Priorität: Frankreich 7. November 1916.

Die Erfindung betrifft eine besondere Ausbildung einer Verstärkereinrichtung, bei der die Verbindung jeder — in bekannter Weise drei Elektroden enthaltenden — Vakuumröhre mit der folgenden mit Hilfe von geeignet bemessenen Widerständen und Kapazitäten bewerkstelligt ist. Die Erfindung bezweckt eine Erhöhung der mit der erwähnten

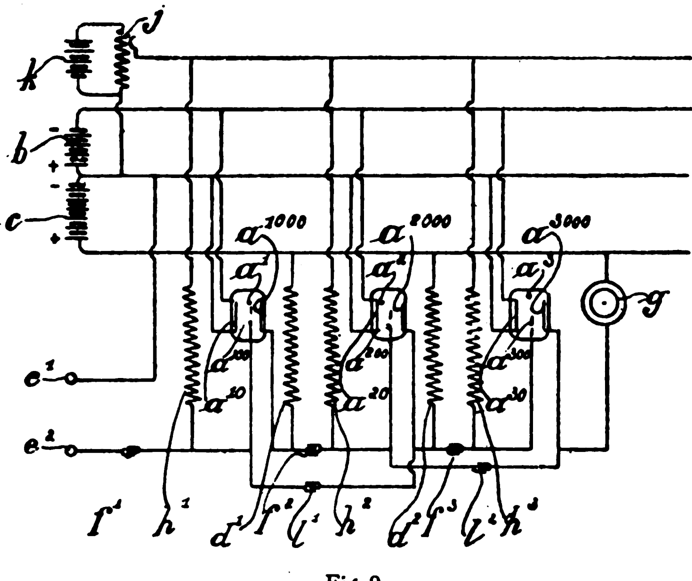


Fig. 9.

Einrichtung erzielbaren Verstärkerwirkung. Diese Erhöhung der Verstärkerwirkung erfolgt, indem bei dem Verstärker das Prinzip der Rückkopplung angewendet wird, das bisher nur für eine einzige Röhre bekannt war. Eine der neuen Ausführungsformen ist in Fig. 9 dargestellt. Sie besteht im wesentlichen darin, daß außer den bekannten Verbindungen noch eine besondere Verbindung der Anode a^{2000}

der Röhre a^2 mit dem Gitter a^{100} der Röhre a^1 unter Zwischenschaltung eines Kondensators l^1 und eine entsprechende Verbindung zwischen Anode a^{3000} und Gitter a^{200} unter Zwischenschaltung eines Kondensators l^2 hergestellt ist. Allgemein ausgedrückt, kennzeichnet sich die Anordnung dadurch, daß die Anode einer Röhre mit dem Gitter der vorhergehenden Röhre durch eine Kapazität gekoppelt ist. Unter diesen Umständen gehen die durch die Aufnahme von Signalen erzeugten Ströme zweimal durch die gleiche Röhre und erfahren somit eine merkliche Vergrößerung der Verstärkung.

Anrufvorrichtung.

D. R. P. 411 059. Anrufvorrichtung für drahtlose Telegraphie oder Telephonie. Marconi's Wireless Telegraph Company, London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 29. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 23. März 1925. Priorität: Großbritannien 26. August 1921.

Die Erfindung betrifft eine Anrufvorrichtung, die nur auf ein aus einer bestimmten Reihe von Strichen von bestimmter Länge und bestimmten Zwischenräumen bestehendes Anrufzeichen ansprechen soll. Der Erfindungsgedanke besteht darin, daß bei jedem ankommenden Zeichen von einer bestimmten Mindestdauer durch ein Verzögerungsrelais C (Fig. 10) ein Kontakt geschlossen wird, der das Klinkenrad k einer Signaleinrichtung jedesmal um einen Zahn dreht, bis nach einer bestimmten Zeichenzahl die Signaleinrichtung betätigt wird, und daß ferner durch ein

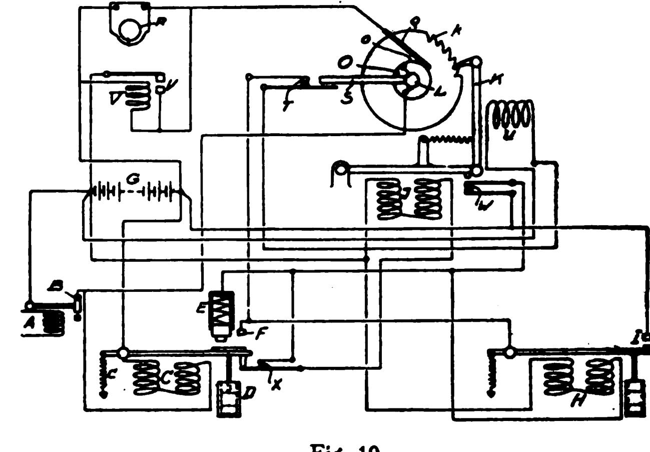


Fig. 10.

zweites Verzögerungsrelais H das Klinkentriebwerk außer Tätigkeit gesetzt wird, wenn die Zwischenräume zwischen zwei Zeichen eine bestimmte Länge überschreiten.

Störung des Unterhaltungsrundfunks durch Telegraphiersender.

An den in den letzten Wochen von der Deutschen Reichspost veranlaßten ausgedehnten Ermittlungen über Störungen des Unterhaltungsrundfunks durch Telegraphiersender haben sich neben amtlichen Beobachtungsstellen auch eine Anzahl Funkfreunde beteiligt Wie wir hören, sind rund 1000 beobachtete Störungen gemeldet worden. In nur 9% der gemeldeten Fälle wurden deutsche, in 91% dagegen ausländische Störungen festgestellt. Die Beseitigung und möglichste Fernhaltung der Störungen werden nachdrücklich angestrebt; im besonderen sind auch erneute Erörterungen mit den beteiligten ausländischen Verwaltungen eingeleitet. Es muß jedoch auch bei diesem Anlasse darauf hingewiesen werden, daß die Freihaltung des Unterhaltungsrundfunks von Störungen zum wesentlichen Teil auch eine Empfängerfrage ist. Wer störungsfrei empfangen will, tut daher immer gut daran, ein gut abstimmfähiges Gerät für den Rundfunkempfang zu verwenden.

Der neue Berliner Rundfunksender.

Bekanntlich wird in naher Zeit auf dem Ausstellungsgelände am Bahnhof Witzleben ein neuer Rundfunksender in Betrieb genommen werden, der eine wesentlich größere Sendeenergie haben wird als der bisherige Berliner Sender. Aber auch dieser neue Sender in Witzleben wird nur kürzere Zeit als Berliner Rundfunksender Verwendung finden, seine eigentliche Bestimmung ist, als Ausstellungssender für die alljährlich geplanten Funkausstellungen im Hause der Funkindustrie zu dienen.

Der auch schon in Vorbereitung befindliche endgültige Berliner Sender soll noch wesentlich stärker werden. Sein Aufstellungsplatz steht noch nicht fest. Die Reichweite dieses Senders wird für Detektor-Empfangsgeräte ohne Verstärker voraussichtlich mindestens 100 km, wahrscheinlich noch erheblich mehr, betragen. Mit der Inbetriebnahme dieses Senders wird vor Ende dieses Jahres nicht gerechnet werden können.

Neben den vorstehend dargelegten Plänen laufen Arbeiten zur Errichtung eines weiteren Rundfunksenders großer Leistung, der bestimmte Nachrichten usw. für ganz Deutschland auf einer größeren Welle (voraussichtlich über 1000 m) verbreiten soll. Welchen Dienst dieser vielleicht als „Deutschlandsender" zu bezeichnende neue Sender ausüben wird, steht noch nicht fest. Mit der Inbetriebnahme des „Deutschlandsenders" in nächster Zeit ist zu rechnen.

Originalartikel, Referate und wissenschaftliche Berichte werden gut honoriert. An Stelle des Honorars werden auch Sonderabdrucke geliefert, deren Höhe von Fall zu Fall bei Einlieferung des Manuskriptes mit der Redaktion zu vereinbaren ist.

Band 25 Heft 6





Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 25 **Heft 6**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über den Erdwiderstand von Antennen.[1)]

Unter diesem Titel veröffentlicht A. Meißner in Bd. 18, S. 322 dieses Jahrbuches eine Darstellung, welche der Berichtigung bedarf.

Zieht man eine Reihe geometrisch ähnlicher Antennen in Betracht, deren Abmessungen sich durch die Länge l bestimmen, so hängt der Erdwiderstand R von 4 Größen ab, nämlich von der Länge l, der Schwingungsdauer τ, der Leitfähigkeit σ der Erde und ihrer Dielektrizitätskonstante ε; ist insbesondere der Verschiebungsstrom in der Erde gegen den Leitungsstrom zu vernachlässigen, so kommt ε in Fortfall, so daß R nur von den drei Parametern (l, τ, σ) abhängt. Diese Abhängigkeit theoretisch zu ermitteln, ist mir bisher nicht gelungen. Im Falle des Gleichstromes hat man

$$R_1 = \varphi \cdot \frac{1}{l\sigma} \qquad (\varphi \text{ Zahlwert}). \tag{1}$$

Dringt hingegen das elektromagnetische Feld wie eine Welle in die Erde ein, so gilt eine Formel von der Bauart der Rayleighschen

$$R_2 = \psi \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau\sigma}} \qquad (\psi \text{ Zahlwert}). \tag{2}$$

In vielen Fällen liegt der Erdwiderstand der Antennen zwischen Grenzen, die durch (1) bzw. (2) gegeben sind.

Auf Grund der Maxwellschen Gleichungen habe ich (1919) einen Satz über Modelle von Antennen abgeleitet (abgedruckt im Jahrbuch **16**, 67ff., 1920). Es seien l, l' die Längen, τ, τ' die Schwingungsdauern zweier ähnlicher Antennen; es sei

$$l' = \alpha\, l, \qquad \tau' = \alpha\, \tau, \tag{3}$$

ferner sei für die Erde

$$\varepsilon' = \varepsilon, \qquad \sigma' = \frac{1}{\alpha} \cdot \sigma, \tag{4a}$$

d. h. den beiden Antennen komme gleiche D.K., aber verschiedene Erdleitfähigkeit zu, so daß $\sigma' l' = \sigma l$ ist. Unter diesen Voraussetzungen gilt der Satz: Der Erdwiderstand der beiden Antennen ist gleich:

$$R' = R. \tag{5a}$$

Um meinen Satz auf eine im Verhältnis α verkleinerte Modellantenne anzuwenden, müßte man eine Erde haben, deren Leitfähigkeit im Verhältnis $1/\alpha$ vergrößert ist; dann kann auch der Verschiebungsstrom berücksichtigt werden, der proportional ist zu

$$\frac{\varepsilon'}{\tau'} = \frac{\varepsilon}{\alpha\tau}$$

und daher von α in derselben Weise abhängt, wie der Leitungsstrom.

A. Meißner legt nun seiner Arbeit einen anderen Satz zugrunde, den er irrtümlicherweise mir zuschreibt; er setzt nämlich, außer (3), voraus

$$\varepsilon' = \varepsilon, \qquad \sigma' = \sigma, \tag{4b}$$

und behauptet, daß unter diesen Umständen gelte

$$R' = \frac{1}{\alpha} R; \tag{5b}$$

d. h. bei gleicher Leitfähigkeit der Erde soll der Erdwiderstand den Längsabmessungen umgekehrt proportional sein. Diesem Meißnerschen Satz kann nun eine allgemeine Bedeutung nicht zukommen. Er gilt zwar im Falle (1) des Gleichstromes, wo man nach (3, 4 b) hat

$$R_1' = \frac{1}{\alpha} R_1,$$

[1)] Die vorstehend abgedruckte Arbeit ist eine nachgelassene und für das Jahrbuch bestimmte Arbeit von Herrn Professor M. Abraham. Sie wurde der Redaktion erst vor kurzem zum Abdruck zur Verfügung gestellt. Die Ausführungen von Professor Abraham sind auch heute noch von großem Interesse.
Die Schriftleitung.

aber schon im Falle (2), wo

$$R_2' = \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot R_2$$

wird, trifft er nicht zu.

Lediglich dem Umstande, daß der Erdwiderstand oft zwischen den Grenzen (1) und (2) liegt, ist es zuzuschreiben, daß qualitativ der Satz von Meißner bisweilen nicht sehr von der Wirklichkeit abweicht. Er wird indessen ganz falsch, wenn der Verschiebungsstrom in Frage kommt (gemäß der Annahme von Howe). Bei der Modellantenne kann der Verschiebungsstrom gegenüber dem Leitungsstrom ins Gewicht fallen, während er bei dem vergrößerten Maßstabe noch zu vernachlässigen ist; dann kann selbstverständlich keine einfache Beziehung für die Widerstände der Antenne bzw. ihres Modelles gelten.

Für die Kenntnis des Erdwiderstandes ist es von geringem Wert, wenn man vereinzelte Messungen herausgreift, die sich auf eine elektrisch unbekannte Erde beziehen. In jedem Falle muß die Leitfähigkeit (unter Umständen auch die D. K.) der Erde gemessen werden, etwa auf Grund der von mir angeregten und von R. v. Traubenberg und Pusch (Physik. Zeitschrift **20**, S. 150, 1919) durchgeführten Methode. Ohne solche Messungen kann der Übergang vom Modelle zur Großstation unter Umständen zu groben Fehlern führen.

San Remo, 16. Dezember 1921.

M. Abraham †.

Ortsbestimmung durch Funkpeilungen.

Von **A. Wedemeyer.**

Funkpeilungen werden jetzt mit solcher Genauigkeit gemacht, daß die Zeit nicht mehr fern liegt, wo sie ein brauchbares Mittel zur Ortsbestimmung (Funkortung) abgeben werden. Der von „Telefunken" entwickelte Bordfunkpeiler berechtigt zu den besten Hoffnungen. Die Peilungen, die am Lande von Funkstationen ausgeführt werden, sind wahrscheinlich wegen der örtlichen Bodenverhältnisse weniger zuverlässig, als die an Bord der Schiffe mit dem Bordfunkpeiler gemachten und werden mit der Zeit eingestellt werden. Deshalb soll hier nur die Funkortung mit dem Bordfunkpeiler erörtert werden.

Grundlagen der Ortsbestimmung. Mit dem Bordfunkpeiler mißt man den Winkel zwischen dem Meridian des Schiffes und dem Großkreis Schiff-Funkstelle. Eine einzelne Peilung liefert keinen Schiffsort, sondern nur eine Kurve, auf der sich das Schiff zur Zeit der Peilung befindet. Diese Kurve, die Azimutgleiche, vereinigt alle Örter auf der Kugel, die die Funkstation in demselben Azimut peilen. Sie ist von mir in den Annalen der Hydrographie 1910 eingehend untersucht worden. Um sie einem größeren Leserkreis veranschaulichen zu können, habe ich die Azimutgleichen für eine Funkstation auf 20° nördl. Breite für die Azimute 0°, 10°, 20°, . . . , 180° errechnet und in eine stereographische Karte und in eine Seekarte eingetragen. Es zeigte sich, daß die Azimutgleichen in der stereographischen Karte als Cassinische Kurven (Lemniskasten) dargestellt werden. Diese Schaubilder sind im Nautischen Funkdienst 1925" und in der „Telefunken"-Zeitung Nr. 39 reproduziert. In der Lambert-Littrowschen winkeltreuen Karte werden diese Kurven Gerade. Könnte man diese Karten in ausreichend großem Maßstabe darstellen, so brauchte der Seefahrer nur die Koordinaten der Geraden in die Seekarte zu übertragen. Da dies nicht möglich ist, muß man andere Verfahren ersinnen, die für die Seekarte geeignet sind. Die Seekarte ist winkeltreu, daher schließen in der Karte die Bilder der Großkreise mit den geradlinigen Meridianen der Karte die gleichen Winkel wie auf der Kugel ein. Die Darstellung der Großkreise stößt auf große Schwierigkeiten, da transzendente Kurven mit Bordmitteln nicht gezeichnet werden können. Kleine Stücke von Großkreisen darf man indes in die Karte wegen ihres verhältnismäßig kleinen Maßstabes unbedenklich als Gerade, d. h. als Loxodrome, einzeichnen. Der Seefahrer hat kein Interesse an der ganzen Azimutgleiche, er will vielmehr nur das kleine Stück in der Nähe seines Schiffes kennen lernen. Es ist daher nur notwendig, einzelne Punkte zu berechnen und sie dann durch einen Kurvenzug zu verbinden. Die Azimutgleichen haben, wie ein Blick in die Schaubilder zeigt, große Krümmungsradien und ändern ihre Richtung langsam, so daß man ein kleines Stück davon durch einen tangierenden Großkreis, die Standlinie, ersetzen kann. Im folgenden soll daher die Zeichnung der Standlinie besprochen werden.

Standlinie. Eine Gerade ist bekannt, wenn man einen ihrer Punkte und ihre Richtung kennt. Wir müssen daher den Berührungspunkt des Großkreises, den Leitpunkt der Standlinie und ihre Richtung, d. h. den Winkel, den die Standlinie mit einer in der Karte bekannten Linie bildet, ermitteln. Den Leitpunkt kann man auf mehrere Weisen finden. Die Richtung in einer praktisch brauchbaren Form zu ermitteln, gelang mir erst kurz vor der Probefahrt des „ZR III". In meiner Arbeit 1910 hatte ich zwar eine Methode angegeben, allein sie erforderte die Berechnung zweier Stücke eines Kugeldreiecks, während die jetzige Methode bereits bekannte Stücke in einer einfachen Formel verwendet. Da die Richtung nur in Zehntelgrad genau bekannt sein muß — genauer kann man nicht zeichnen —, so kann man die Rechnung durch Anwendung einer kleinen bequemen Tafel ersparen, die im „Nautischen Funkdienst 1925" und in der „Telefunken"-Zeitung (in erweiterter Form) abgedruckt ist. Die Untersuchung wird zeigen, daß man diese Tafel auch zur Berechnung des Azimutes benutzen kann, so daß die bekannten wenig brauchbaren Azimuttafeln entbehrlich sind. Die Tafel ist ferner bei der Auswertung von Peilungen, die an einer bekannten Funkstation gemacht sind, unentbehrlich. Außer dieser Tafel braucht man nur noch eine dreistellige Logarithmentafel.

In dem Kugeldreieck (Fig. 1) zwischen Pol, Schiff und Funkstation ist durch den Bordfunkpeiler der $\sphericalangle PSF = A$ bekannt geworden. Das Schiff kennt durch Loggerechnung den gegißten Schiffsort Sg, der in der Regel nicht weit von S abliegt und daher als brauchbare Näherung betrachtet werden kann. Die Koordinaten von Sg seien φ_g, λ_g. Unter λ soll hier stets der Längenunterschied gegen den Meridian FP verstanden werden. Wir berechnen für Sg das Azimut $PSgF$ und vergleichen es mit dem gemessenen. Aus dem etwaigen Unterschied folgern wir die Entfernung des gegißten Orts von der A entsprechenden Azimutgleiche.

Hilfsformeln. Die geographische Breite von F sei φ_F. In der Seekarte sind die Meridiane parallele Geraden, die von einander gleich weit abstehen. Dieser Abstand λ bestimmt den Maßstab der Karte. Die Breitenkreise sind parallele Geraden, die die Meridiane senkrecht schneiden. Das Abstandsgesetz derselben ist $b_v = \log \text{nat} \operatorname{tang} (45^\circ + \varphi/_2)$. Die Größe b_v — den vergrößerten Breitenunterschied, d. i. den Abstand des Kartenparallels vom Äquator — entnimmt man

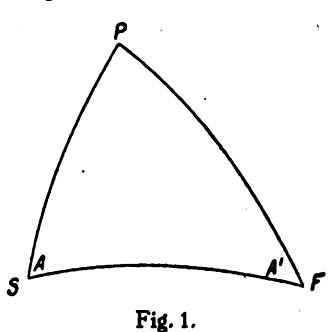


Fig. 1.

nautischen Tafeln. Dort ist $1' = 1$ *Sm* als Längeneinheit gewählt. Für unsere Zwecke würde es genügen, 1° als Einheit zu wählen. Dadurch könnte die Tabelle auf wenige Zeilen beschränkt werden, indem man nicht direkt b_v tabuliert, sondern $b_v - \varphi$. Die Geraden der Karte sind Loxodromen der Kugel. Den Winkel, den eine Gerade mit den Meridianen macht, nennt man Kurswinkel K. Dieser Winkel ist leicht zu berechnen. b sei der vergrößerte Breitenunterschied zwischen Sg und F, also $b = b_{vF} - b_{vS} \cdot b$ kann man auch direkt der Seekarte entnehmen, indem man den Abstand der Breitenparallelen S und F auf dem unteren oder oberen Kartenrande abmißt. Dann ist

$$\operatorname{tang} K = \lambda : b.$$

Da vorläufig noch Peilungen auf mehr als 2000 Sm Abstand von F nicht gemacht werden können, weil der Bordpeiler höchstens auf 4000 m-Wellen geeicht ist und Funkstationen

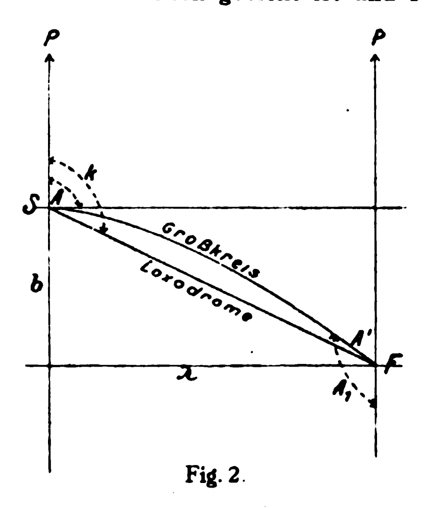


Fig. 2.

mit so kleinen Wellen keine große Reichweite haben, wird der Unterschied $A - K$ nicht so groß sein. K wird daher eine brauchbare Näherung für A abgeben (Fig. 2).

Das Azimut A, den sphärischen Winkel $PSgF$, berechnet man nach der Kotangentenformel:

$$\cot A \sin\lambda = \operatorname{tang} \Phi_F \cos \varphi_S - \sin \varphi_S \cos \lambda \qquad (1)$$

oder

$$\cot A = \frac{\sin (\varphi_F - \varphi_S)}{\cos \varphi_F \sin \lambda} + \sin \varphi_S \operatorname{tang} \lambda/_2 \qquad (2)$$

oder

$$2\cot A \cos \delta = \sin (\varphi_F - \varphi_S) \cot \frac{\lambda}{2} + \sin (\varphi_F + \varphi_S) \operatorname{tang} \lambda/_2 \quad (3)$$

Die nautischen Tafeln tabulieren in den *ABC*-Tafeln die Hilfsprodukte von 1) auf 0,01 genau. Das Azimut ist, da diese Produkte sehr ungleichmäßig verlaufen, stellenweise nur auf 0,3° genau zu entnehmen. In den Ann. d. Hydrographie 1907 habe ich eine Hilfstafel zur Auflösung von 3) veröffentlicht, die zwar an demselben Mangel leidet, aber bequemer zu handhaben ist. Da wir A auf 0,05° genau haben wollen, ist die Benutzung dieser Tafeln nicht anzuraten. Die Neperschen Analogien bieten die Möglichkeit, cot A direkt logarithmisch zu berechnen. Nach dem Vorgang der Geodäten führe ich in die Formel nicht den $\sphericalangle A'$ bei F ein, sondern sein Supplement A_1, d. i. den Außenwinkel des Dreiecks. Die Differenz $A_1 - A$ bezeichnet Gauß als Meridiankonvergenz. Man hat dann

$$\left.\begin{aligned}\operatorname{tang} {}^1/_2 (A_1 - A) &= \operatorname{tang} \lambda/_2 \sin \varphi_m \sec \Delta \\ \operatorname{tang} {}^1/_2 (A_1 + A) &= \operatorname{tang} \lambda/_2 \cos \varphi_m \operatorname{cosec} \Delta\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

In 4) ist zur Abkürzung gesetzt:

$$\varphi_m = {}^1/_2 (\varphi_F + \varphi_S) \text{ und } \Delta = {}^1/_2 (\varphi_F - \varphi_S).$$

Die Formel läßt sich mit dreistelligen Logarithmen leicht auswerten. Unbequem ist die Bildung der Argumente $\lambda/_2, \varphi_m$ und Δ. Wenn die beiden Breiten gleichnamig sind, ist $\varphi_F - \varphi_S$ positiv oder negativ, je nachdem F oder S auf höherer Breite liegt. Sind die Breiten ungleichnamig, so hat Δ das negative Vorzeichen. Dementsprechend ist das Vorzeichen von cosec Δ zu wählen. Da im allgemeinen λ und Δ keine großen Werte erreichen werden, kann man 4) mit einer kleinen Tafel auflösen. Zu diesem Zwecke setzen wir:

$$\operatorname{tang} \psi_0 = \operatorname{tang} \lambda/_2 \sin \varphi_m = \operatorname{tang} \psi_1 \cos \Delta = \operatorname{tang} \psi_1 \sin (90^\circ - \Delta) \quad (5)$$

Man tabuliert mit den Eingängen $\lambda/_2$ und φ_m den $\sphericalangle \psi_0$. Dann geht man mit $(90^\circ - \Delta)$ am Kopf und ψ_0 im Körper der Tafel ein und entnimmt ψ_1. Die andere Gleichung könnte auch mit der Tafel gelöst werden. Es empfiehlt sich jedoch, $A_1 + A$ nicht direkt, sondern durch $A_1 + A = K + w$ aufzulösen unter Anwendung von Reihenentwicklungen. Nach Ann. d. Hydr. 1919, S. 54 ist:

$$b/_2 = \sin \Delta \sec \varphi + {}^1/_3 \sin \Delta^3 \sec \varphi^3 + {}^1/_5 \sin \Delta^5 \sec \varphi^5$$

$$\text{mithin } \sin \Delta \sec \varphi = b_2 \left(1 - \frac{b^2}{12} + \frac{b^4}{120} \ldots\right.$$

Damit wird

$$\operatorname{tang} \lambda/_2 \cos \varphi_m \sec \Delta = \frac{\lambda \left(1 + \frac{\lambda^2}{12} + \frac{\lambda^4}{120} \ldots\right)}{b \left(1 - \frac{b^2}{12} + \frac{b^4}{120} \ldots\right)}$$

$$= \frac{\lambda}{b} \left(1 + \frac{\lambda^2 + b^2}{12} + \frac{(\lambda^2 + b^2)(\lambda^2 - b^2)}{120} + \frac{\lambda^2 (\lambda^2 + b^2)}{144} \ldots\right)$$

Setzt man nun $\operatorname{tang} (K + w) = \frac{\lambda}{b} (1 + x)$,

$$\text{so wird } \operatorname{tang} w = \operatorname{tang} (K + w - K) = \frac{\lambda b x}{\lambda^2 + b^2 + \lambda^2 x}$$

$$= \frac{\lambda b x}{(\lambda^2 + b^2)(1 + \sin^2 K x)}$$

$$\text{und endlich } w = \frac{\lambda b}{12} \left(1 + \frac{\lambda^2 - b^2}{60} \ldots\right) \qquad (6)$$

$\frac{\lambda^2 - b^4}{60}$ erreicht für unsere Zwecke nur unbedeutende Werte, die vernachlässigt werden dürfen. $\lambda\, b$ ist der Inhalt des Kartenparallelogramms zwischen den Meridianen und Breitenparallelen von Sg und F. Sind λ und b in Minuten gegeben, so ist, um w in Geraden zu erhalten, b mit arc 1″ malzunehmen. Sind λ und b in Grad gegeben, so ist b mit arc 1° malzunehmen. Da $\operatorname{tang} K = \frac{\lambda}{b}$ so wie so zu

berechnen ist, ist auch b leicht zu ermitteln. Damit ist erreicht, daß man mit einer Tafel und einer einseitigen Nebentafel mit je 2 Eingängen die ganze Rechnung leicht und sicher durchführen kann. Dann ist

$$^1/_2 (A_, - A) - {}^1/_2 (A_, + A) = A = K + w - \psi'_1,$$
$$\text{und} \qquad K = A - w + \psi'_1.$$

Um das Vorzeichen von w zu beseitigen, setzen wir $\psi = \psi'_1 + w$ und stellen die Regel auf:

w ist positiv, wenn F auf kleinerer Breite als S liegt,
w ist negativ, wenn F auf höherer Breite als S liegt.

$$\text{Nun ist stets: } A = K - \psi \text{ und } K = A + \psi \qquad (7)$$

Als Gedächtnisregel diene: Die Loxodrome verläuft stets äquatorwärts vom Großkreis. Diese Regel wird etwas modifiziert, wenn φ_S und φ_F ungleichnamig sind. Ein Faktor k aus $\psi = k\,\psi_0$ kann auch aus einem farbigen Schaubild entnommen werden, das Herr Dr. Maurer in den Nachr. für Seefahrer 1921 veröffentlicht hat (in schwarz reproduziert in „Nautischer Funkdienst 1925").

Richtung der Standlinie. Die Azimutgleiche A ist definiert durch

$$\cot A \sin\lambda = \text{tang}\,\varphi_F \cos\varphi - \sin\varphi\cos\lambda \qquad (1)$$

Hierin sind φ und λ variabel. Da wir später auch A als variabel betrachten müssen, so mag hier gleich die Differentiation nach allen drei Variabeln durchgeführt werden. Es wird

$$-\,\text{cosec}^2 A \sin\lambda\,\delta A = -(\text{tang}\,\varphi_F \sin\varphi + \cos\varphi\cos\lambda)\,\delta\varphi$$
$$-(\cot A\cos\lambda - \sin\varphi\sin\lambda)\,\delta\lambda \qquad (8)$$

Ist A bekannt, so ist in 8) $\delta A = 0$ zu setzen; mithin wird

$$\frac{\delta\lambda}{\delta\varphi} = \frac{\text{tang}\,\varphi_F \sin\varphi + \cos\varphi\cos\lambda}{\cot A\cos\lambda + \sin\varphi\sin\lambda}$$
$$= \frac{\sin\varphi_F\sin\varphi + \cos\varphi_F\cos\varphi\cos\lambda}{\cos A\cos\lambda + \sin A\sin\lambda\sin\varphi}\cdot\frac{\sin A}{\cos\varphi_F}$$
$$= \frac{\cos z\sin A}{\cos A'\cos\varphi}.$$

Der Winkel β, den die Tangente im Punkte φ, λ an die Azimutgleiche A mit dem Meridian bildet, wird gefunden aus

$$\text{tang}\,\beta = \cos\varphi\,\frac{\delta\lambda}{\delta\varphi} = \text{tang}\,A'\cos z. \qquad (9)$$

z ist der Kugelbogen SF. Betrachten wir nicht P, den Erdpol, als Koordinatenanfangspunkt, sondern F, so bildet die Tangente im Punkte z A', d. i. φ λ, mit dem Azimutstrahl SF den Winkel α, der definiert ist durch

$$\text{tang}\,\alpha = -\sin z\,\frac{\delta A'}{\delta z} = \text{tang}\,\lambda\,\sin\varphi \qquad (10)$$

Damit ist bewiesen, daß die Richtung der Tangente eine Funktion der Koordinaten des Berührungspunktes ist. Zählen wir das Azimut stets vom erhöhten Pol von 0° bis 180° über Ost und West, so gilt allgemein:

Die Tangente liegt äquatorwärts vom Azimutstrahl und bildet mit dem Meridian den Winkel $A + \alpha$. Da die Seekarte winkeltreu ist, schneidet sie in dieser Karte den Meridian ebenfalls unter dem Winkel $(A + \alpha)$.

Geometrisch läßt sich 10) leicht aus einer Abbildung des Kugeldreiecks $PSgF$ in einer gnomonischen Karte, deren Mittelpunkt Sg ist, ableiten (Fig. 3). In dieser Karte werden die Großkreise als Gerade abgebildet. Die Karte ist nicht winkeltreu, was schon daraus folgt, daß die Winkelsumme in dem abgebildeten Dreieck $= 2R$ ist, während sie im Kugeldreieck mindestens $2R$ ist. Im Mittelpunkt der Karte herrscht Winkeltreue. Die Winkelverzerrung eines Winkels, dessen einer Schenkel ein Strahl durch die Kartenmitte ist, ist abhängig vom Abstand ϱ des Scheitels von der Kartenmitte. Ist α der abzubildende Kugelwinkel, so ist der abgebildete Winkel α' bestimmt durch $\text{tang}\,\alpha' = \text{tang}\,\alpha\cos\varrho$. Durch eine bekannte Lagrangesche Reihe hat man:

$$\alpha - \alpha' = \sin 2\,\alpha\,\text{tang}^2\,\varrho/_2 - {}^1/_2 \sin 4\,\alpha\,\text{tang}^4\,\varrho/_2$$
$$- {}^1/_3 \sin 6\,\alpha\,\text{tang}^6\,\varrho/_2 \ldots.$$

$\sin 2\alpha$ wird gleich 1, wenn $\alpha = 45°$ oder $135°$ ist, also wird dann etwa

$$\alpha - \alpha' = \text{tang}^2\,\varrho/_2 \qquad (11)$$

Setzen wir in 11) $\varrho = 1°, 2°, 3°, 4°, 5°$, so erhalten wir

$$\alpha - \alpha' = 0{,}262';\ 1{,}047';\ 2{,}357';\ 4{,}192';\ 6{,}553'.$$

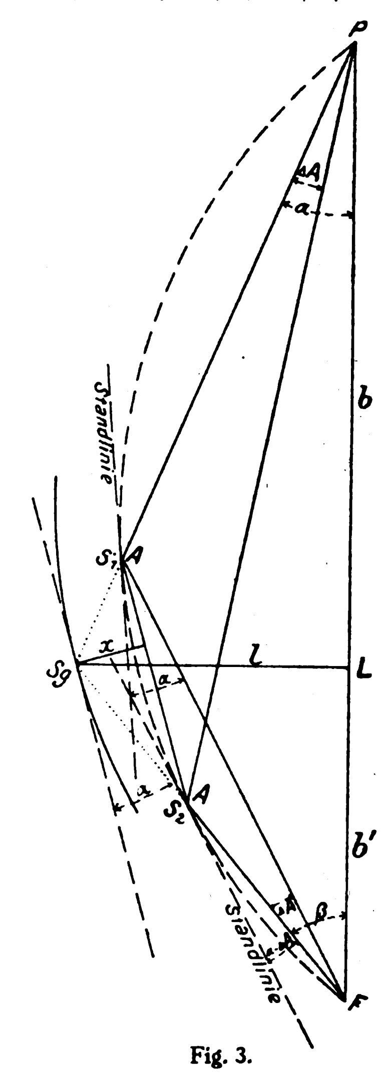


Fig. 3.

Diese Verzerrungen sind so gering, daß sie vernachlässigt werden dürfen. Falls es notwendig wird, können sie leicht berücksichtigt werden. Ist $\alpha_s^* = R$, so tritt keine Verzerrung ein, da $\sin 2\,n\,\frac{\pi}{2} = 0$ ist.

Nach dem Vorhergehenden dürfen wir nach einem bekannten Satz der Planimetrie schließen, daß der Schenkel des $\sphericalangle A$ auf einem Kreise über der konstanten Sehne PF liegt. Dieser Kreis wird im allgemeinen PSg und FSg in den Punkten S_1 und S_2 schneiden, oder deren Verlängerungen. Wir ziehen S_1F und S_2P. Der Kreisbogen S_1S_2 ist als ein Ersatz für die Azimutgleiche anzusehen. Der Großkreis, der die Azimutgleiche in S_1 berührt, wird in der Karte als Gerade dargestellt, die den Bogen S_1S_2 in S_1 berührt. Nach einem bekannten Satz bildet die Tangente in S_1 mit PS_1 den $\sphericalangle\beta$ und mit S_1F den $\sphericalangle\alpha$. Den Winkel α berechnen wir aus $\text{tang}\,\alpha = \text{tang}\,\lambda\,\sin\varphi$ und β aus $\text{tang}\,\beta = \text{tang}\,A'\cos z$ gemäß dem Winkelverzerrungsgesetz. Damit sind die Gleichungen 9) und 10) geometrisch bewiesen.

Die Breitenmethode ist die einfachste Art der Funkortung. Sie ist aber nicht immer anwendbar in dem Gebiete, das hier in Frage kommt. Ihr Wesen besteht darin, daß man den Leitpunkt der Azimutgleiche auf dem Breitenparallel des gegißten Schiffsorts sucht. In den Gleichungen 4) ändern sich rechts die von der Breite abhängigen Faktoren nicht; nur λ ist variabel. Man kann daher von vornherein die logarithmische Rechnung so anlegen, daß man gleich tang $\lambda/_2$ für beide λ anschreibt. Man erhält zwei Werte für A und kann durch einfache Interpolation das für das gemessene A zutreffende λ finden. Fast ebenso einfach ist die Anwendung von 5) und 6). Auf diesem Wege kann man, eventuell durch Berechnung eines dritten Wertes für A, indem man $\lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1 - \lambda_g$ nimmt, den streng richtigen Leitpunkt finden.

In gleicher Weise könnte man den Leitpunkt auf dem Parallelkreis von Sg, dessen Kugelmittelpunkt F ist, suchen. Da der Kugelbogen SgF nicht bekannt ist, müßte er erst errechnet werden. Diese Art hätte vor der vorigen den Vorzug, daß sie in dem hier in Frage kommenden Gebiet stets anwendbar ist, da die Azimutgleiche A den Parallel Sg schneiden muß, während sie den Breitenparallel von Sg unter Umständen nicht trifft, wie ein Blick in die Schaubilder lehrt.

Will man die Doppelrechnung von A meiden, so kann man auf differentiellem Wege den Abstand von Sg von der Azimutgleiche auf dem Breitenparallel ermitteln. In 7) ist φ konstant zu setzen, mithin in 8) $\delta\varphi = 0$. Nach leichten Reduktionen findet man

$$\delta\lambda = \sin\lambda_g \operatorname{cosec} Ag^2 \sec A' \,\delta A. \tag{12}$$

Wird $A' = R$, so wird $\sec A' = \infty$, die Differentialformel versagt, mit anderen Worten: Die Azimutgleiche A schneidet den Breitenparallel von Sg nicht. Durch Vertauschung der Buchstaben findet man

$$\delta\lambda = \sin A' \operatorname{cosec} Ag \sec\lambda_g \,\delta A'. \tag{13}$$

Wird $\lambda_g = R$, so versagt 13). Dieser Fall tritt praktisch nicht ein, da Peilungen bei 90° Längenunterschied zurzeit noch nicht möglich sind. Die Differentialformeln bestätigen, was wir vorher aus dem Schaubild abgelesen haben. Die differentielle Methode setzt voraus, daß die zweiten Differentiale vernachlässigt werden können, sie ist also gegenüber der interpolatorischen im Nachteil.

Die Längenmethode sucht die Breite, in der die Azimutgleiche den Meridian PSg schneidet. Ähnlich wie bei der Breitenmethode könnten wir durch direkte Rechnung mittels der Formel 4) den Leitpunkt errechnen. Da nur λ konstant ist, so ist die Benutzung von 4) unbequem. Durch Interpolation bestimmen wir dann die dem gemessenen A entsprechende Breite des Leitpunktes S_1. In ähnlicher Weise läßt sich S_2 ermitteln.

Formel 5) und 6) bieten ebenfalls ein Hilfsmittel, um durch Benutzung von K das zugehörige λ zu ermitteln. Näheres siehe „Nautischer Funkdienst 1925".

Aus Fig. 3 kann man unmittelbar eine strenge Formel zur Ermittlung von SgS_1 und SgS_2 ablesen. Das Abstandsgesetz der gnomonischen Karte lautet $\varrho' = \operatorname{tang}\varrho$, worin ϱ den Abstand in der Karte von Sg und ϱ den Abstand auf der Kugel vorstellt. Mithin ist $SgP = \operatorname{tang}(90° - \varphi_g) = \cot\varphi$ und $SgF = \operatorname{tang} z$. In dem $\triangle S_1SgF$ ist

$$\operatorname{tang} SgS_1 = \frac{\operatorname{tang} z_g \operatorname{tang}\triangle A}{\sin A}$$

oder

$$SgS_1 = \frac{\operatorname{tang} z_g \triangle A}{\sin A} \tag{14}$$

In 14) ist nicht δA geschrieben, sondern $\triangle A$, da diese Formel keine Differentialformel ist. Ebenso hat man im $\triangle S_2SgP$

$$SgS_2 = \frac{\cot\varphi_g \triangle A}{\sin A} \tag{15}$$

Während in 12) und 13) Ag auftritt, ist hier das gemessene A einzusetzen. Aus der Ähnlichkeit der $\triangle\triangle$ S_1SgS_2 und $FSgP$ oder durch Division von 14) durch 15) hat man:

$$SgS_1 : SgS_2 = \operatorname{tang} z_g : \cot\varphi_g.$$

Es ist $\sphericalangle SgS_1S_2 = \alpha$ und $\sphericalangle SgS_2S_1 = \beta$. Das Lot auf die Sehne S_1S_2 von Sg aus ist

$$x = \frac{\operatorname{tang} z_g \sin\beta \triangle A}{\sin A} = \frac{\cot\varphi_g \sin\alpha \triangle A}{\sin A} \tag{17}$$

Diese Formel benutzt Herr Prof. Immler. Wie leicht ersichtlich, ist der Fußpunkt des Lotes kein Punkt der Azimutgleiche A. Bei der Ableitung haben wir vorausgesetzt, daß $\sphericalangle PS_1F = \sphericalangle PS_2F = A$ ist. Diese Forderung ist nicht streng erfüllt. Da SgS_1 und SgS_2 durch 14) und 15) bekannt geworden sind, können wir die gemachte Vernachlässigung beseitigen und in die Formeln leicht das richtige $\triangle A$ einsetzen. Hierdurch sind diese Formeln den Formeln 12) und 13) überlegen. Ist die Sehne S_1S_2 klein genug, so kann man sie mit dem Bogen vertauschen. Dann ist auch der Fußpunkt ein Punkt der Azimutgleiche. In allen Formeln tritt der Faktor cosec A auf. cosec A wird groß, wenn A nahe 0° oder 180° ist. Die Berechnung eines der Leitpunkte wird dann unsicher. Er liegt so weit von Sg ab, daß er nicht mehr gezeichnet werden kann. In diesen Fällen wird Formel 17) einen brauchbaren Näherungswert für den Leitpunkt abgeben. Zu berücksichtigen ist noch, daß sich die Richtung der Standlinie von S_1 nach S_2 nicht unbeträchtlich ändert. Während sie in S_1 mit SF den Winkel α einschließt, schließt sie in S_2 mit S_2F den Winkel $\alpha - \triangle A$ ein. Dementsprechend lautet die Formel 17) richtiger:

$$\left.\begin{aligned} x &= \operatorname{tang} z \sin(\beta - \triangle A) \operatorname{cosec} A \triangle A \\ &= \cot\varphi \sin(\alpha - \triangle A) \operatorname{cosec} A \triangle A \end{aligned}\right\} \tag{17a}$$

Die Produkte tang z cosec A und cot φ cosec A haben geometrische Bedeutung. Sie sind die Durchmesser der Kreise SgS_1P und SgS_2F. Von S_2 aus sieht man die Sehne SgP und von S_1 aus die Sehne SgF unter dem $\sphericalangle 180° - A$. An die Stelle der eigentlichen Azimutgleiche haben wir zwei andere eingeführt, nämlich statt PS_1S_2F die SgS_1F und SgS_2P.

Andere Methoden. Sämtliche Punkte der Azimutgleiche müssen an der PF zugekehrten Seite der Tangente in Sg liegen, also muß auf jedem Großkreis durch Sg ein Leitpunkt zu finden sein. Der Großkreis, der FP senkrecht schneidet, ist in der gnomonischen Karte die Senkrechte SgL auf PF (Fig. 3). Der Winkel $PSgL = 90° - \alpha$ und $\sphericalangle FSgL = 90° - \beta$.

Daher $SgL = l = SgP \sin\alpha = SgF \sin\beta = \cot\varphi \sin\alpha = \operatorname{tang} z \sin\beta$.

Ferner sei $LP = b$ und $LF = b'$, dann ist

$$l = b \operatorname{tang}\alpha$$
$$l = b \operatorname{tang}\beta'$$

mithin $\delta l \dfrac{\sin 2\alpha}{2l} = \delta\alpha$ und $\delta l \dfrac{\sin 2\beta}{2l} = \delta\beta$

$$\text{und } \frac{2l}{\delta l}(\sin 2\alpha + \sin 2\beta) = \frac{\delta l}{l}\sin(\alpha+\beta)\cos(\alpha-\beta)$$
$$= \frac{\delta l}{l}\sin A_g \cos(\alpha-\beta) = \delta\alpha + \delta\beta$$

$$\delta l = \delta A \frac{l}{\sin A_g \cos(\alpha-\beta)} = \delta A \frac{\cot\varphi \sin\alpha}{\sin A_g \cos(\alpha-\beta)}$$
$$= \delta A \frac{\operatorname{tang} z \sin\beta}{\sin A_g \cos(\alpha-\beta)} \tag{18}$$

SgL bildet mit x den $\sphericalangle(\alpha-\beta)$, mithin

$$x = \delta l \cos(\alpha-\beta) = \delta A \cot\varphi \sin\alpha \operatorname{cosec} Ag$$

die bereits von Herrn Immler gefundene Formel 17).

Das Ergebnis legt die Frage nahe, ob sich für andere Geraden durch Sg eine andere Formel ableiten läßt. Das kleine Stück des Großkreises, das wir suchen, können wir durch die Komponenten $\varphi\ \lambda$ ausdrücken, nachdem wir den Winkel, unter dem der Großkreis den Meridian von Sg schneidet, mit k bezeichnet haben.

Es ist

$$\delta\varphi = s\cos k$$

$$\delta\lambda\cos\varphi = s\sin k$$

Diese Werte setzen wir in 8) ein und erhalten

$$\frac{\delta A}{s} = \frac{\sin^2 Ag}{\sin\lambda}\left(\frac{\cos z\cos k}{\cos\varphi_F} + \frac{\cos A'\sin k}{\sin A\cos\varphi}\right)$$

$$= \sin Ag\left(\frac{\cos z\sin Ag\cos k}{\cos\varphi_F\sin\lambda} + \frac{\cos A'\sin k}{\cos\varphi\sin\lambda}\right)$$

$$= \sin Ag\left(\frac{\cos k}{\operatorname{tang} z} + \frac{\sin k}{\operatorname{tang} A'\cos z}\cdot\frac{\cos z}{\sin z}\right)$$

$$= \frac{\sin Ag}{\operatorname{tang} z}\left(\cos k + \frac{\sin k}{\operatorname{tang}\beta}\right) = \frac{\sin Ag\sin(k+\beta)}{\operatorname{tang} z\sin\beta}$$

$$s = \delta A\,\frac{\operatorname{tang} z\sin\beta}{\sin Ag\sin(k+\beta)} \tag{19}$$

Nehmen wir $k = 90^0 - a$, wie wir es bei der Entwicklung mit Hilfe des Lotes SgL getan haben, so wird wie vorher (Formel 18)

$$s = \delta A\,\frac{\operatorname{tang} z\sin\beta}{\sin Ag\cos(\alpha-\beta)}$$

Nimmt man $k = 90^0$, so folgt:

$$s = \delta A\,\frac{\operatorname{tang} z\operatorname{tang}\beta}{\sin Ag} = \delta A\,\frac{\operatorname{tang} z\operatorname{tang} A'\cos z}{\sin Ag}$$

$s = \cos\varphi\, d\lambda = \delta A\cos\varphi\sin\lambda\operatorname{cosec} A_g\sec A'$, wie Formel 12). Setzt man $k = 0^0$, so wird

$s = \delta\varphi = \operatorname{tang} z\operatorname{cosec} A_g\,\delta A$, wie Formel 14) oder 8).

Für $k = 90^0 - \beta$ erhalten wir

$s = x = \operatorname{tang} z\sin\beta\operatorname{cosec} A_g\,\delta A$, wie Formel 17).

Damit ist bewiesen, daß sämtliche Punkte auf der Sehne S_1S_2 liegen. Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man, wenn man den Unterschied des Halbmessers des Kreises PS_1S_2F gegen den Abstand seines Mittelpunktes von Sg bildet. Formel 19) läßt sich auch unmittelbar aus Fig. 3) ableiten.

Damit scheint die Möglichkeit, den Leitpunkt der Standlinie zu berechnen, erschöpft zu sein. Um den Ingenieuren, die den Bordpeiler für große Wellen entwickeln, alle Rechenarbeit abzunehmen, habe ich „Tafeln zur Funkortung" im Verlag der Wissenschaftl. Gesellschaft für Luftfahrt, Berlin zusammengestellt, die mit den Eingängen λ, A oder φ, A die fehlende Koordinate φ, λ für eine Auswahl von Großfunkstationen geben.

Das Wechselstromdiagramm des Röhrensenders.

Von **H. Wigge.**

Die Vorgänge innerhalb der Röhre bei einem Röhrensender beruhen auf der Wechselwirkung dreier physikalischer Tatsachen.

1. Der Emissionsstrom ist eine durch die Charakteristik gegebene Funktion der Steuerspannung $e_{st} = e_g + D\cdot e_a$.

2. Sobald positive Gitterspannungen auftreten, fließt ein Gitterstrom, der bei größer werdender Amplitude ebenfalls noch von der Anodenspannung abhängt.

3. Infolge der Eigenkapazität der Elektroden der Röhre überlagern sich den Elektronenströmen noch Verschiebungsströme.

Zur Erlangung größerer Durchsichtigkeit ist es immer vorteilhaft, zunächst die erste Stromkomponente für sich zu betrachten. Dieser Fall läßt sich verwirklichen durch Verschieben der Charakteristik in das Gebiet negativer Gitterspannungen, indem man hohe Anodenspannung und negative Gitterspannung wählt, und durch Wahl geringer Betriebsfrequenzen. Der erste Teil dieser Arbeit wird unter diesen Voraussetzungen ein einfaches Wechselstromdiagramm des Röhrensenders entwickeln und auf ein einfaches Verfahren zur Berechnung der Amplitude führen.

I. TEIL.

Vernachlässigung des Gitterstromes und der Röhrenkapazitäten.

1. Der Ansatz.

Der Anodenstrom fällt mit dem Emissionsstrom zusammen

$$i_a = f(e_{st}). \tag{1}$$

Die Steuerspannung besteht aus einem Gleichspannungsteil

$$E_{st_0} = E_g + DE_a \tag{2}$$

und einem Wechselspannungsanteil

$$e_{st} = e_g - D\cdot e_a. \tag{3}$$

Letzterer sei harmonisch angenommen

$$e_{st} = \sum_1^\infty Est_k\sin(\omega\cdot kt + \varphi_k). \tag{4}$$

Der Anodenstrom wird dann ebenfalls harmonisch sein

$$i_a = J_{a_0} + \sum_1^\infty J_{ak}\sin(k\omega t + \psi k) \tag{5}$$

Hierbei ergeben sich die J_{ak} und φ_k aus den Fourierkoeffizienten der Entwicklung von $f(e_{st})$ in eine Fouriersche Reihe. Auf die Berechtigung dieses Ansatzes soll später eingegangen werden. Die J_{ak} sind dann Funktionen der Est_k und der Charakteristik.

Wir setzen nun zur Abkürzung

$$i_{ak} = \sigma_k e_{st\,k} \tag{6}$$

und

$$\varrho_k = \frac{1}{\sigma_k\cdot D}. \tag{7}$$

Dann gilt für die Grundschwingung:

$$i_{a_1} = \sigma_1 e_{st_1} = \sigma_1(e_{g_1} - De_{a_1}) = \sigma e_{g_1} - \frac{1}{\varrho_1}e_{a_1}$$

$$i_{a_1}\varrho = \frac{1}{D}e_{g_1} - e_{a_1} \tag{8}$$

der bekannte Vallautische Ansatz. Da es sich zunächst nur um die Grundschwingung handelt und Verwechslungen nicht vorkommen können, soll der Index 1 vorläufig weggelassen werden.

Der Schwingungskreis hat den Widerstand

$$\mathfrak{R} = j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}.$$



Der Widerstand, der vom Anodenstrom durchflossen wird, ist $\mathfrak{R}_a$. Die Kopplung zwischen Schwingungskreis und Anodenkreis ist $\mathfrak{A}$, die zwischen Schwingungskreis und Gitter $\mathfrak{G}$.

Dann gelten folgende Gleichungen:

$$\mathfrak{i} \cdot \mathfrak{R} + \mathfrak{i}_a \mathfrak{A} = 0 \qquad (9)$$

$$\mathfrak{e}_a = \mathfrak{i}_a \mathfrak{R}_a + \mathfrak{i} \cdot \mathfrak{A} \qquad (10)$$

$$\frac{1}{D} \mathfrak{e}_g = - \mathfrak{i} \frac{1}{D} \cdot \mathfrak{G}. \qquad (11)$$

Wir machen nun die praktisch wohl stets nahezu erfüllte Voraussetzung, daß die Kopplungen verlustfrei sind. Das bedeutet, daß $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{G}$ rein imaginär anzusetzen sind, so daß im Diagramm $\mathfrak{i} \cdot \mathfrak{G}$ auf $\mathfrak{i}$, $\mathfrak{i}_a \cdot \mathfrak{A}$ auf $\mathfrak{i}_a$ und $\mathfrak{i} \cdot \mathfrak{A}$ auf $\mathfrak{i}$ senkrecht stehen. Dann läßt sich das Diagramm sofort hinzeichnen. Hierbei ist der Bequemlichkeit halber auch $\mathfrak{R}_a$ als reiner Blindwiderstand angenommen. Sobald der Verlustwiderstand r_a nicht mehr gegen den inneren Röhrenwiderstand vernachlässigt werden kann, ist in den folgenden Ableitungen ϱ zu ersetzen durch $\varrho + r_a$. $\mathfrak{R}_a$ stellt stets den reinen Blindwiderstand dar.

2. Der stationäre Zustand.

In dem Diagramm Fig. 1 repräsentiert das Dreieck OAP_1 die Gleichung 9), das Dreieck OP_2P_3 die Gleichung 8). Den Winkel $AOP_1 = \nu$ wollen wir Frequenzwinkel nennen. Die

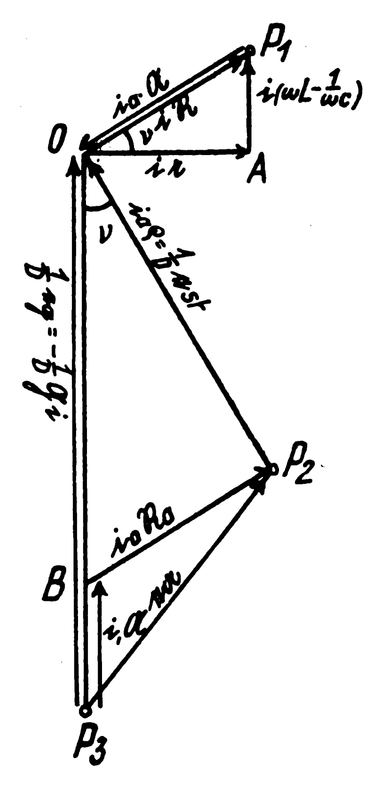


Fig. 1.

Phasenbilanz verlangt, daß $\mathfrak{i}_a \cdot \mathfrak{A}$ in die Richtung $\mathfrak{i}\,\mathfrak{R}$ fällt Das bedeutet, daß $\sphericalangle BOP_2 = \sphericalangle AOP_1 = \nu$ sein muß, oder wenn man den Sinus gleichsetzt.

$$\frac{|\mathfrak{i}_a \mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{i}(\frac{\mathfrak{G}}{D} - \mathfrak{A})|} = \frac{|\mathfrak{i}(\omega L - \frac{1}{\omega C})|}{|\mathfrak{i}\,\mathfrak{R}|}$$

Die Amplitudenbilanz fordert, daß $\mathfrak{i}_a \mathfrak{A}$ dem Absolutwert nach gleich $\mathfrak{i}\,\mathfrak{R}$ sein muß.

$$|\mathfrak{i}_a \mathfrak{A}| = |\mathfrak{i}\,\mathfrak{R}|$$

Aus beiden Bedingungen folgt die Frequenzgleichung

$$|\mathfrak{R}_a|\,|\mathfrak{R}^2| = |\mathfrak{A}| \left\{\frac{1}{D}|\mathfrak{G}| - |\mathfrak{A}|\right\} \left\{\left|\omega L - \frac{1}{\omega C}\right|\right\} \qquad (I)$$

welche die Frequenz, die sich einstellt, zu berechnen gestattet. Die Frequenz ist also bis auf den konstanten Durchgriff D völlig unabhängig von der Röhre. Das Verhältnis von Anodenstrom zum Strom im Schwingungskreis ist

$$\frac{|\mathfrak{i}_a|}{|\mathfrak{i}|} = \frac{|\mathfrak{R}|}{|\mathfrak{A}|} \qquad (II)$$

Aus der Gleichung

$$\operatorname{tg} \nu = \frac{\left|\omega L - \frac{1}{\omega C}\right|}{r} = \frac{|\mathfrak{R}_a|}{\varrho} \qquad (III)$$

läßt sich ϱ berechnen. Das ist der innere Röhrenwiderstand, der sich von selbst einstellt. Mit ϱ ist auch die Steilheit σ der Arbeitskurve gegeben.

3. Der Anschwingvorgang.

Für den Augenblick des Anschwingens kann die Charakteristik als gradlinig angenommen werden, so daß der Vallaurische Ansatz gilt. Für ϱ ist der innere Widerstand Ri der Röhre anzusetzen, der der Anschwingstelle auf der Charakteristik entspricht. Die Gleichung für den Frequenzwinkel bleibt auch für den Augenblick des Anschwingens erfüllt:

$$\operatorname{tg} \nu' = \frac{\left|\omega' L - \frac{1}{\omega' C}\right|}{r} = \frac{|\mathfrak{R}a'|}{Ri} \qquad (IV)$$

und dient zur Berechnung der Anschwingfrequenz ω'. Damit der Sender nun anschwingen kann, ist es nötig, daß dem Schwingungskreis mehr Energie zugeführt wird, als er verbraucht. Es ist also

$$\mathfrak{i}_a \cdot |\mathfrak{A}| \geq \mathfrak{i}\,|\mathfrak{R}|$$

und die Anschwingbedingung:

$$\frac{|\mathfrak{A}'| \cdot \left\{\frac{1}{D}|G'| - |\mathfrak{A}'|\right\}}{\sqrt{Ri^2 + |\mathfrak{R}a'|^2}} \geq \mathfrak{R}' \qquad (V)$$

Der Anschwingvorgang gestaltet sich, wenn der Ruhepunkt auf dem gradlinigen Teil der Charakteristik liegt, folgendermaßen: Der Sender schwingt an mit der Frequenz ω'. Da der innere Röhrenwiderstand gleichbleibt, solange man sich auf dem gradlinigen Teil der Charakteristik bewegt, ändert sich der Frequenzwinkel und damit auch die Frequenz nicht. Die Amplitude dagegen steigt an. Sobald der gradlinige Teil der Charakteristik verlassen wird, ändert sich $\operatorname{tg} \nu$ nach Gleichung *III*, und zwar nimmt ν ab, weil ϱ größer wird als Ri. Die Frequenz ändert sich also entsprechend ϱ. Sie nähert sich der Eigenfrequenz des Schwingungskreises, während die Amplitude immer langsamer ansteigt. Setzt man die zusammengehörenden Werte von ω und ϱ in Gleichung *V* ein, so nähern sich die beiden Seiten dieser Gleichung. Sobald sie gleich werden, geht Gleichung *V* in Gleichung *I* über und der Vorgang ist stationär geworden. Nach diesen Überlegungen kann also der Anschwingvorgang punktweise konstruiert werden, sobald der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{i}_a$ und ϱ aufgeklärt ist.

2

4. Das Diagramm.

Das Diagramm wird bestimmt durch das Dreieck OAP, für den Schwingungskreis und durch das Dreieck $O P_2 P_3$ für die Röhre. Da der Winkel $B P_2 O$ ein Rechter sein soll, ist mit den Eckpunkten des Dreiecks auch der Punkt B gegeben. Der Punkt P_3 liegt stets auf der Verlängerung der Geraden $O B$, die also einen geometrischen Ort für P_3 darstellt. Von entscheidender Bedeutung für das Arbeiten der Röhre ist jedoch die Lage der Punkte P_1 und P_2. Die Aufgabe des Diagramms wäre es demnach, die Ortsveränderung dieser beiden Punkte infolge irgendwelcher Schaltungsänderungen anschaulich wiederzugeben.

Wir gehen aus von dem Strom im Schwingungskreis, dessen Richtung stets von O nach A zeigen soll. Damit sind die Richtungen von $\mathfrak{i} \cdot \mathfrak{A}$ und $\frac{1}{D}\,\mathfrak{i}\mathfrak{G} = \frac{1}{D}\,\mathfrak{e}_g$ senkrecht zu $\mathfrak{i}$ ebenfalls festgelegt. Der Arbeitspunkt des Schwingungskreises P_1 kann demnach nur im 1. oder 4. Quadranten liegen. Im 1. Quadranten ist die Betriebsfrequenz ω größer als die Eigenfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, im 4. Quadranten ist sie kleiner.

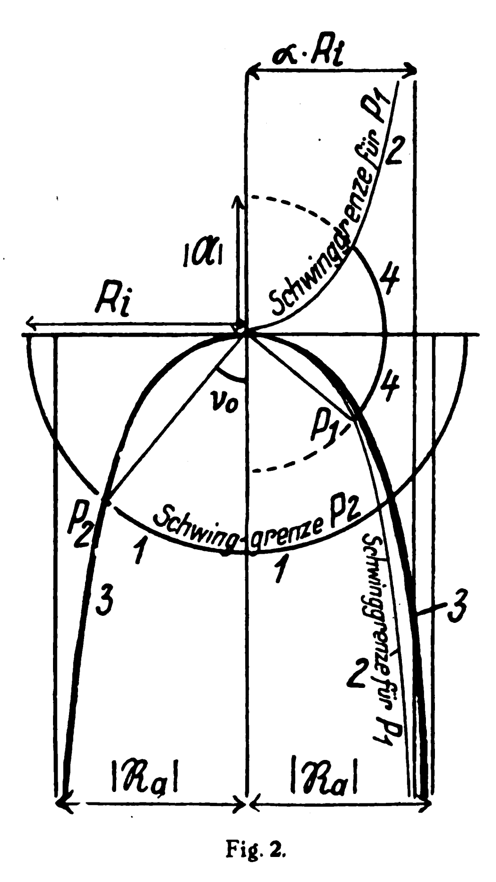


Fig. 2.

Die Richtung von $\mathfrak{i} \cdot \mathfrak{A}$ muß stets mit der von $\mathfrak{e}_g$ zusammenfallen, weil der Schwingungskreis dem Anodenkreis Energie entzieht, während $\mathfrak{i}_a \cdot \mathfrak{A}$ die entgegengesetzte Richtung von $\mathfrak{i} \cdot \mathfrak{R}$ haben muß, weil dem Schwingungskreis vom Anodenkreis Energie zugeführt wird. Diese beiden Bedingungen sind nur möglich, wenn P_2 im 3. oder 4. Quadranten liegt, und zwar liegt P_2 im 3. Quadranten bei induktiver, und im 4. Quadranten bei kapazitiver Belastung des Anodenkreises. Da $P_1 O$ auf $P_2 O$ senkrecht steht, hängt die allgemeine Lage von P_1 ab von der von P_2, und zwar ist der Quadrant lediglich durch $\mathfrak{R}_a$ gegeben. Wir bekommen folgende Abhängigkeit: Ist $\mathfrak{R}_a$ rein induktiv, so liegt P_2 im 3., P_1 im 4. Quadranten, und die Betriebsfrequenz ist kleiner als die Eigenfrequenz. Ist $\mathfrak{R}_a$ rein kapazitiv, so liegt P_2 im 4., P_1 im 1. Quadranten, und die Betriebsfrequenz ist größer als die Eigenfrequenz.

Alle Vektoren des Diagramms mögen nun am Anodenstrom gemessen sein, so daß also $\mathfrak{i}_a = 1$ zu setzen ist. $O P_2$ ist dann der sich automatisch einstellende innere Röhrenwiderstand ϱ. Ein geometrischer Ort für den Punkt P_2 ist dann nach Gleichung *III* die Kurve

$$\varrho \operatorname{tg} \nu = |\mathfrak{R}_a| \tag{12}$$

Das ist eine sogen. Kappakurve mit $\times = |\mathfrak{R}_a|$ als Asymtote (Kurve 3, Fig. 2). Ist $\mathfrak{R}_a$ induktiv, so kommt der im 3. Quadranten liegende Kurvenast in Frage. Mit wachsender Frequenz entfernt sich die Asymtote von der Ordinatenachse, während sie sich für kapazitives $\mathfrak{R}_a$ im 4. Quadranten mit wachsender Frequenz bei konstantem C_a der Achse nähert. Die Kappakurve läßt sich nach Gleichung 12 sehr einfach mit Zirkel und Lineal punktweise konstruieren.

Man erkennt aus diesen Ausführungen die große Bedeutung, die $\mathfrak{R}_a$ für die Betriebsverhältnisse des Generators besitzt. $\mathfrak{R}_a$ kann entweder rein induktiv, rein kapazitiv oder induktiv und kapazitiv sein. Aus der Gleichung *III*

$$\omega^2 - \omega \frac{r}{L} \frac{\mathfrak{R}a}{\varrho} = \frac{1}{LC}$$

ergeben sich dann entsprechend diesen drei Möglichkeiten folgende Werte für ω^2

a) $\mathfrak{R}_a$ ist induktiv: $\omega^2 = \frac{1}{LC} \frac{1}{1 - \frac{La}{L} \cdot \frac{r}{\varrho}}$

b) $\mathfrak{R}_a$ ist kapazitiv: $\omega^2 = \frac{1}{LC}\, 1 + \frac{L}{La} \frac{r}{\varrho}$

c) $\mathfrak{R}_a$ ist induktiv und kapazitiv $\omega^2 = \frac{1}{LC} \frac{1 - \frac{C}{Ca} \cdot \frac{r}{\varrho}}{1 - \frac{La}{L} \cdot \frac{r}{\varrho}}$

Da, wie gleich gezeigt wird, ϱ stets größer sein muß als R_i, ist ω^2 praktisch sehr genau gleich $\frac{1}{LC}$. Im Fall c trifft das für $L_a C_a = L C$ genau zu. Wir können demnach in $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{A}$ die Betriebsfrequenz durch die Eigenfrequenz ersetzen.

Die Gleichungen *I*, *III* und *V* erlauben die Anschwingbedingung in der einfachen Form

$$\varrho \geq R_i \tag{13}$$

darzustellen. Der sich im stationären Zustand einstellende innere Röhrenwiderstand ϱ ist stets größer als der statische Wert R_i, welcher dem Ruhepunkt der Charakteristik entspricht. Die Schwinggrenze für P_2 ist also ein Halbkreis mit dem Radius R_i (Kurve 1 Fig. 2). Die innerhalb dieses Kreises liegenden Punkte der Kappakurve (Gleichung 12) entsprechen also keinen stationären Betriebszuständen.

Während nun der Punkt P_2 die Kappakurven bis zur Schwinggrenze durchläuft, bewegt sich der Punkt P_1 auf Kreisen mit dem Radius $|\mathfrak{A}|$ innerhalb eines Sektors, dessen Zentriwinkel kleiner als ν_0 ist (Kurve 4 Fig. 2). Eine Schwinggrenze läßt sich ganz allgemein für den Punkt P_1 nicht angeben, weil seine Lage durch $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{A}$ gegeben ist. Es sind hier zwei Fälle zu unterscheiden: entweder sind $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{A}$ beide induktiv oder kapazitiv, dann ist

$$\frac{|\mathfrak{A}|}{|\mathfrak{R}_a|} = \alpha \tag{14}$$

unabhängig von der Frequenz und der Gitterkopplung, oder $\mathfrak{R}_a$ oder $\mathfrak{A}$ oder beide bestehen aus Serienschaltungen, dann ist die Schwinggrenze für jede Schaltung und Frequenz verschieden.



Für den ersten Fall ist die Schwinggrenze gegeben durch

$$|\mathfrak{A}| = u = \alpha R_i \cdot \operatorname{tg} \nu. \tag{15}$$

Das ist wieder eine Kappakurve mit der im Abstand αR parallel zur Ordinatenachse verlaufenden Geraden als Asymptote (Kurve 2 Fig. 2).

Um den zweiten geometrischen Ort für die Punkte P_1 und P_2 zu finden, genügt eine Kurve für einen der beiden Punkte, welche von der Gitterkopplung abhängig ist. Der geometrische Ort für den anderen Punkt ist dann der auf dem Radiusvektor im Nullpunkt senkrecht stehende Strahl. Aus Gleichung I folgt für tg ν die Gleichung

$$1 + \operatorname{tg}^2\nu = \operatorname{tg}\nu \frac{|\mathfrak{A}|\left\{\frac{1}{D}|\mathfrak{G}| - |\mathfrak{A}|\right\}}{r\,|\mathfrak{R}_a|} \tag{16}$$

und daraus

$$\sin 2\nu = \frac{2}{\mathfrak{P}} \tag{17}$$

wo

$$\mathfrak{P} = \frac{|\mathfrak{A}|\left\{\frac{1}{D}|\mathfrak{G}| - |\mathfrak{A}|\right\}}{r\,|\mathfrak{R}_a|} \tag{18}$$

Gleichung 17 stellt zwei Nullpunktsgerade dar, die mit der Ordinantenachse die Winkel ν, und $90^0 - \nu$, bilden. Die Schnittpunkte dieser beiden Geraden mit den Kurven 3: $\varrho \operatorname{tg} \nu = |\mathfrak{R}_a|$ sind die Arbeitspunkte P_2. Man sieht, daß im allgemeinen zwei Arbeitspunkte möglich sind bei ein und derselben Einstellung der Kopplung, bei demselben Anodenkreiswiderstand und bei derselben Frequenz. Der Schwingung mit dem kleineren Frequenzwinkel kommt das größere ϱ und damit auch der größere Strom zu. Die andere Schwingung ist nur unter ganz besonderen Bedingungen verwirklichbar. Ihr Frequenzwinkel ist stets größer als 45°. Der Arbeitspunkt P_2 muß solange außerhalb der Schwinggrenze liegen, als $|\mathfrak{R}_a|$ kleiner bleibt als R_i. Bei den normalen Röhrensender- und Empfängerschaltungen ist $|\mathfrak{R}_a|$ viel kleiner als R_i und man müßte $|\mathfrak{R}_a|$ sehr groß machen, um die zweite Schwingung zu erzeugen. Selbst dann würde die Betriebsfrequenz immer noch sehr nahe der Eigenfrequenz des Schwingungskreises liegen.

Der Grund für diese Zweideutigkeit liegt darin, daß die Frequenzgleichung I im allgemeinen mehrere Wurzeln hat. Nehmen wir die Vektoren ganz allgemein als Serienschaltungen von Kapazitäten und Selbstinduktionen an, so wird Gleichung I vom dritten Grad für ω^2. Es gibt also allgemein 3 verschiedene mögliche Betriebsfrequenzen für dieselben Einstellungen. Um eine klare Übersicht über das Verhalten der verschiedenen Schaltungen zu gewinnen, empfiehlt es sich, sie nach dem Grad der Gleichung I für ω^2 einzuteilen, in Schaltungen mit einer, zwei und drei möglichen Betriebsfrequenzen.

Der zweite geometrische Ort, der durch die Gleichung 17 dargestellt wird, ist nun sowohl von den Einstellungen als auch von der Frequenz abhängig, und zwar ist der Einfluß der Frequenz nicht einfach zu übersehen. Wir können zu einem frequenzunabhängigen geometrischen Ort für P_1 gelangen, wenn wir aus Gleichung 17 oder 16 ω als Funktion von ν und den Schaltungsgrößen ausdrücken, und diesen Wert von ω in $|\mathfrak{A}|$ einsetzen. Dann ist

$$v = |\mathfrak{A}_1(\nu)|. \tag{19}$$

die Gleichung eines geometrischen Orts für den Punkt P_1. Die Schnittpunkte dieser Kurve mit den Kreisen

$$u = |\mathfrak{A}(\omega)|$$

ergeben die möglichen Betriebszustände, und zwar stellt der Radius der Kreise $u = |\mathfrak{A}|$ (Kurve 4) die Abhängigkeit von der Frequenz, und die durch Gleichung 19 dargestellte Kurve 6 die Abhängigkeit von der Schaltung dar. Die letztere Kurve zeigt verschiedenen Charakter, je nachdem die Gleichung I für ω^2 vom 1., 2. oder 3. Grade ist.

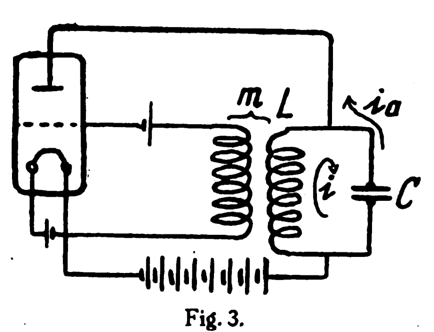


Fig. 3.

5. Einkreisschaltungen mit einer Betriebsfrequenz.

Es gibt nur eine Schaltung, die hierher gehört. Das ist die in Fig. 3 wiedergegebene. Es ist:

$$|\mathfrak{R}_a| = |\mathfrak{A}| = \frac{1}{\omega C} \tag{20}$$

$$|\mathfrak{G}| = \omega M \tag{21}$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} + \frac{r^2}{L\left(\frac{M}{D} - L\right)} \tag{22}$$

$$\operatorname{tg}\nu = \frac{r}{\omega\left(\frac{M}{D} - L\right)} \tag{23}$$

$$\omega = \frac{r}{\left(\frac{M}{D} - L\right)\operatorname{tg}\nu} \tag{24}$$

Das Diagramm ist in Fig. 4 wieedergegeben. Für den Punkt P, gibt es ebenfalls eine von der Schaltung unabhängige Schwinggrenze (Kurve 2), die durch die Gleichung

$$u = Ri \operatorname{tg}\nu \tag{25}$$

gegeben ist. Diese Kurve ist eine Kappakurve, deren Asymptote von der Ordinantenachse den Abstand R_i hat Ferner ist

$$\varrho \operatorname{tg}\nu = \frac{1}{\omega C} = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{26}$$

der eine geometrische Ort für P_2 (Kurve 3 Fig. 4). Der Abstand der Asymptote von der Achse ist proportional der Frequenz, wenn diese durch den Kondensator eingestellt wird, oder umgekehrt proportional der Wurzel aus der Kapazität des Schwingungskreises. Dasselbe gilt von dem Radius des Kreises $u = \frac{1}{\omega C} = L\omega$ (Kurve 4 Fig. 4). Setzt man hier für ω die gefundenen Werte ein, so ist

$$v \operatorname{tg}\nu = \frac{rL}{m/D - L} \tag{27}$$

Der zweite geometrische Ort für P_1 (Kurve 5 Fig. 4). Ihr Schnittpunkt mit dem Kreise $u = \omega L$ (Kurve 4) liefert den Punkt P_1. Nur solchen Punkten, die rechts von der Schwinggrenze liegen, entsprechen selbsterregte Schwingungen. Mit wachsender Frequenz wandert P_1 auf der Kurve 5 nach rechts, mit abnehmender nach links, bis zur Schwinggrenze. Diese wird um so schneller erreicht, je kleiner m/D wird. Je größer die Gitterkopplung M ist, um so mehr nähern

sich die Kurven 5 der Abszissenachse. Wird die Gitterkopplung loser gemacht, so bewegt sich der Punkt auf den Kreisen 4 bis zur Schwinggrenze. Wird $m/D \lessgtr L$, so kann keine Schwingung mehr zustande kommen.

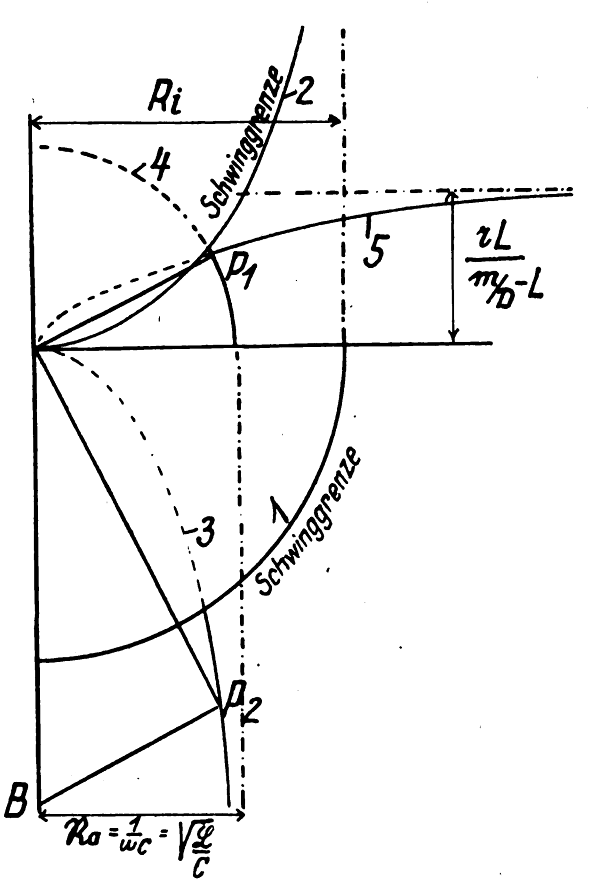


Fig. 4.

Es ist
$$\varrho = \frac{m/D - L}{r\,C} \tag{28}$$

ϱ wird also für $m/D = L$ verschwinden. Ferner ergibt sich

$$\frac{|\,\mathfrak{i}\,|}{|\,\mathfrak{i}_a\,|} = \sqrt{\frac{L}{C}}\;\frac{\cos\nu}{r} \tag{29}$$

$$\frac{|\,\mathfrak{e}_g\,|}{|\,\mathfrak{i}_a\,|} = \frac{M}{D\,C\,r}\cos\nu \tag{30}$$

Aus der letzteren Gleichung läßt sich Punkt P_3 konstruieren. $\overline{P_3\,P_2}$ ist die Anodenwechselspannung. Die Kenntnis des Punktes P_3, und damit die Kenntnis von $\mathfrak{e}_a$ und $\mathfrak{e}_g$ ist für die Beurteilung der Wirkungsweise der Schaltung von untergeordneter Bedeutung. Das gilt nicht nur für die vorliegende Schaltung, sondern ganz allgemein.

Die Konstruktion des vollständigen Diagramms für gegebene L, C, M, r, R_i und D ergibt sich leicht aus Fig. 5. Wir zeichnen zunächst das Dreieck $D\,O\,E$ mit den Katheten $\overline{D\,E} = \frac{r\,L}{m/D - L}$ und $O\,E = \sqrt{\frac{L}{C}}$. Dann ist $\sphericalangle\, D\,O\,E = \nu$. Wir errichten in O das Lot auf $\overline{D\,O}$ und verlängern $\overline{D\,E}$ bis zum Schnitt F. Dann ist $E\,F = \varrho$. ϱ wird nun von O aus auf $\overline{O\,F}$ abgetragen bis P_2. Das Lot von P_2 auf $\overline{O\,E}$ schneidet $\overline{O\,E}$ in A und $\overline{O\,D}$ in P_1, das in P_2 auf $\overline{P_2\,D}$ errichtete Lot trifft die Ordinatenachse in B. Trägt man r von P_2 auf $\overline{P_2\,O}$ bis G ab, verbindet G mit B und errichtet in B das Lot auf $G\,B$, so trifft dies die Verlängerung von $\overline{O\,P_2}$ in H. Das von H auf die Ordinantenachse gefällte Lot ergibt schließlich den Punkt P_3.

6. Einkreisschaltungen mit zwei möglichen Betriebsfrequenzen.

Zwei Betriebsfrequenzen treten auf, wenn

$$a = \frac{|\,\mathfrak{A}\,|}{|\,\mathfrak{R}_a\,|}$$

unabhängig von der Frequenz ist. Die Frequenzgleichung I geht dann über in

$$r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 = a\left\{\frac{1}{D}\,|\,\mathfrak{G}\,| - |\,\mathfrak{A}\,|\right\}\,\left|\,\omega L - \frac{1}{\omega C}\,\right| \tag{31}$$

Die allgemeinsten Formen von $|\,\mathfrak{A}\,|$ und $\frac{1}{D}\,|\,\mathfrak{G}\,|$ sind

$$|\,\mathfrak{A}\,| = N\,\omega - \frac{1}{C\,a\,\omega} \tag{32}$$

und

$$\frac{1}{D}\,|\,\mathfrak{G}\,| = \frac{1}{D}\,M\,\omega - \frac{1}{C\,g\,\omega\,D} \tag{33}$$

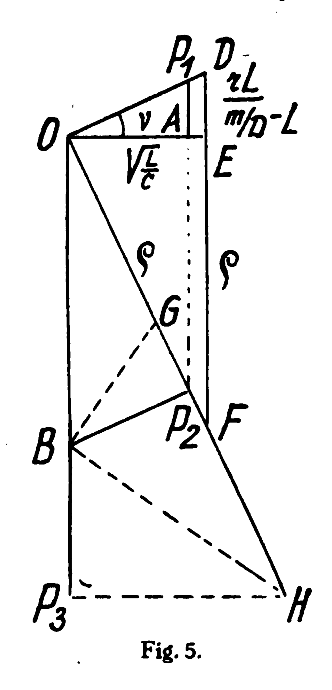


Fig. 5.

Es liegt jedoch kein praktisches Interesse vor, diesen Fall allgemein zu behandeln, weil die kapazitiven Kopplungen gleichzeitig die Frequenz mitbestimmen. Die Zahl der Variabeln wird dann unübersichtlich. Es sollen deshalb im folgenden die wichtigsten hierher gehörigen Schaltungen einzeln besprochen werden.

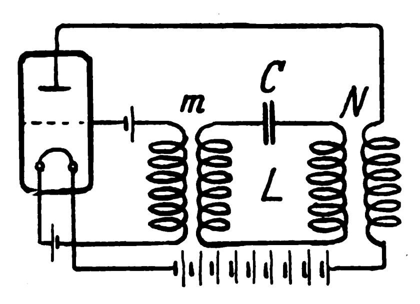


Fig. 6.

Beispiel 1: In der Fig. 6 dargestellten Schaltung ist

$$|\,\mathfrak{A}\,| = \omega\,N \tag{34}$$

$$|\,\mathfrak{R}_a\,| = \omega\,L a \tag{35}$$

$$|\,\mathfrak{G}\,| = \omega\,M \tag{36}$$

Ferner ist
$$\mathfrak{P} = \omega \frac{N}{La\,r}\left(\frac{M}{D} - N\right) \tag{37}$$

$$\omega = \frac{2\,r\,La}{\sin 2\,\nu\,N}\,\frac{1}{\left(\frac{M}{D} - N\right)} \tag{38}$$

$$\nu = \frac{2\,r\,La}{\sin 2\,\nu}\,\frac{1}{\left(\frac{M}{D} - N\right)} \tag{39}$$

Die Schnittpunkte mit den Kappakurven $\varrho\,tg\,\nu = La\,\omega$ sind die beiden Punkte P_2 und P_2'. Die Kurven schneiden sich jedoch unter sehr spitzem Winkel, so daß es praktischer ist, von den Punkten P_1 und P_1' auszugehen.

Beispiel 2: Die in der Fig. 8 dargestellte Schaltung, die bei Rückkopplungsempfängern meist angewandt wird, kann durch dasselbe Diagramm dargestellt werden, wenn man

$$|\mathfrak{G}| = \frac{1}{\omega C} \cong \omega L \tag{42}$$

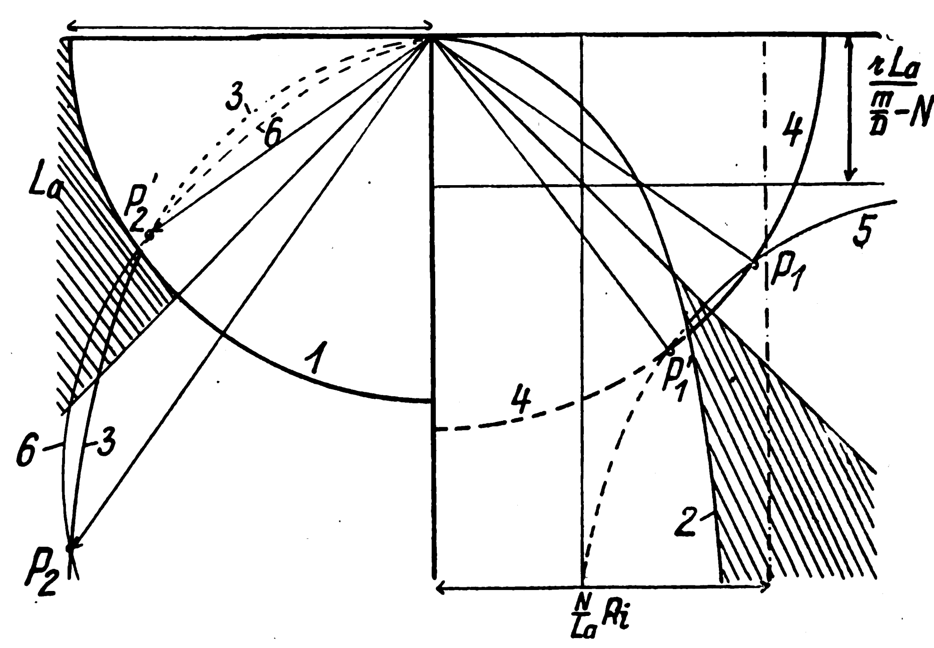


Fig. 7.

Daraus folgt für die Kurve 5
$$v \sin 2\,\nu = \frac{2\,r\,La}{M/D - N}; \tag{40}$$
das ist ein Ast einer Kreuzkurve.

Auch diese Kurven sind leicht mit Zirkel und Lineal punktweise zu konstruieren. Sie liegen in unserem Fall im 4. Quadranten und haben die Geraden
$$y = -\frac{r\,La}{M/D - N} \text{ und} = \frac{r\,La}{M/D - N}$$
zu Asymptoten. Für $\nu = \frac{\pi}{4}$ ist $v = 2\,r\,\frac{La}{m/D - N}$. Die Kreise $u = 2\,\omega\,N$ werden in 2 Punkten P_1 und P_1' geschnitten (Fig. 7), die symmetrisch zu $\nu = \frac{\pi}{4}$ liegen. Ihnen entsprechen die Punkte P_2 uud P_2'. Die Schwinggrenze für P_2 ist gegeben durch $\varrho = Ri$, die für P_1 bei gegebenem La durch
$$w = \frac{N}{La}\,Ri\,tg\,\nu$$
(Kurve 2) Für $\nu = \frac{\pi}{4}$ ist also
$$w = \frac{N}{La}\,Ri.$$

Der Punkt P', kann nur in dem schraffierten Gebiet praktische Bedeutung gewinnen. Diesem Gebiet entspricht im 3. Quadranten das Gebiet für P_2', welches ebenfalls schraffiert ist.

Die Kurven gleicher Kopplung für P_2 sind sogenannte Doppeleilinien (Fig. 7, Kurve 6)
$$\varrho \sin 2\,\nu = \frac{La^2\,r}{N\left(\frac{M}{D} - N\right)} \tag{41}$$

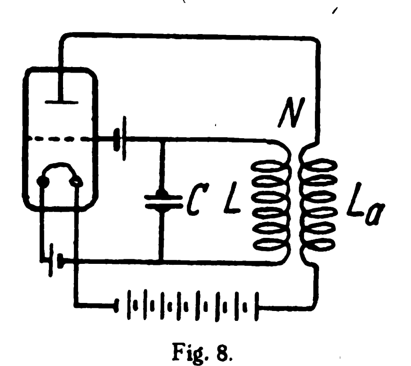


Fig. 8.

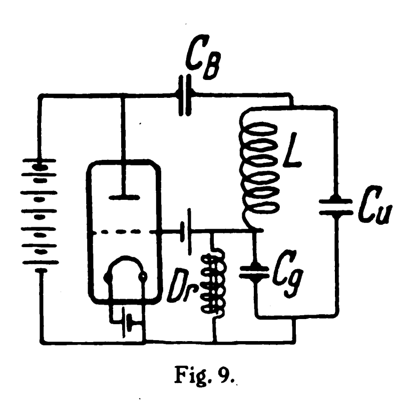


Fig. 9.

setzt und in dem eben behandelten Diagramm überall M durch L ersetzt. Diese Substitution ist unter den gemachten Voraussetzungen statthaft, solange $|\mathfrak{R}_a|$ nicht sehr groß gegen R_i ist.

Beispiel 3: In der Schaltung der Fig. 9 ist

$$|\mathfrak{R}_a| = |\mathfrak{A}| = \frac{1}{\omega Ca} \tag{43}$$

$$|\mathfrak{G}| = \frac{1}{\omega Cg} \tag{44}$$

dann ist

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\omega r}\left(\frac{1}{D\,Cg} - \frac{1}{Ca}\right) = \frac{|\mathfrak{A}|}{r}\left[\frac{Ca}{D\,C_g} - 1\right] \tag{45}$$

$$v \sin 2\nu = \frac{2r\frac{1}{Ca}}{\frac{1}{DC_g} - \frac{1}{Ca}} \tag{46}$$

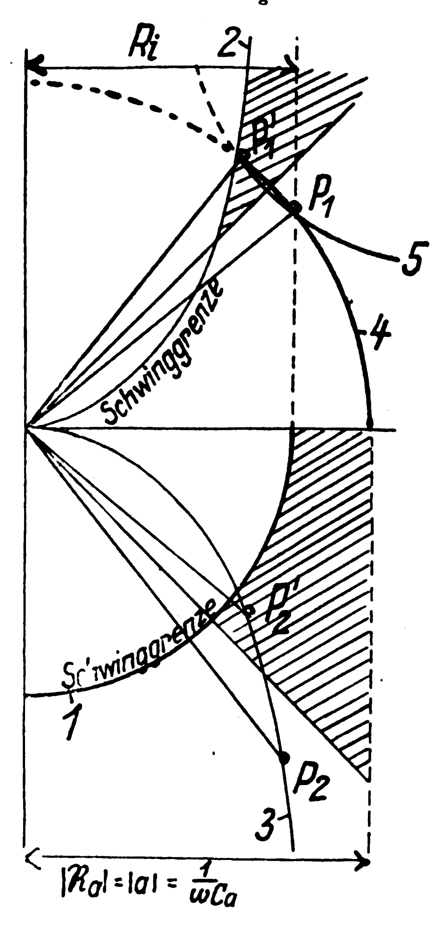


Fig. 10.

Es ergeben sich also dieselben Verhältnisse, wie bei dem Beispiel 1, wenn man La und N durch $\frac{1}{Ca}$ und M durch $\frac{1}{Cg}$ ersetzt, nur liegt das Anodenstromdreieck im 4. und das Schwingungskreisdreieck im 1. Quadranten (Fig. 10). Zu bemängeln ist bei dieser Darstellung, daß in diesem Falle sowohl Ca als auch Cg die Frequenz bestimmen.

Beispiel 4: Fig. 11 ist die Spannungsteilerschaltung. Für diese ist das Diagramm der Fig. 7 maßgebend, wenn man N durch La und M durch Lg ersetzt. Aber auch hier ist bedenklich, daß La und Lg die Eigenfrequenz bestimmen. Dies Bedenken ist hinfällig, wenn die Kopplungen dadurch verändert werden, daß die Spulen La und Lg durch die Kontakkte A und B angezapft werden, während der Schwingungskreis unverändert bleibt.

7. Einkreisschaltungen mit drei möglichen Betriebsfrequenzen.

Die Fig. 12 zeigt eine Schaltung, bei der drei Betriebsfrequenzen möglich sind. Es ist dies die sogenannte Weagant-Schaltung, die auch in dem bekannten Reinartzempfänger Anwendung findet. Es ist:

$$|\mathfrak{R}a| = \omega La - \frac{1}{\omega Ca} = \frac{La}{\omega}[\omega^2 - \omega_a{}^2] \tag{47}$$

$$|\mathfrak{A}| = \omega N \tag{48}$$

$$|\mathfrak{G}| = \frac{1}{\omega C} \cong \omega L \tag{49}$$

$$\mathfrak{P} = \omega \frac{N}{r} \frac{\left(\frac{L}{D} - N\right)}{\omega La - \frac{1}{\omega Ca}} \tag{50}$$

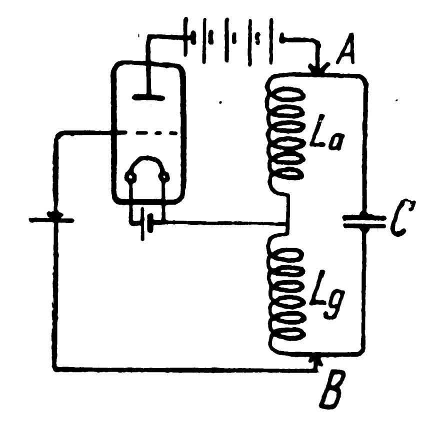


Fig. 11.

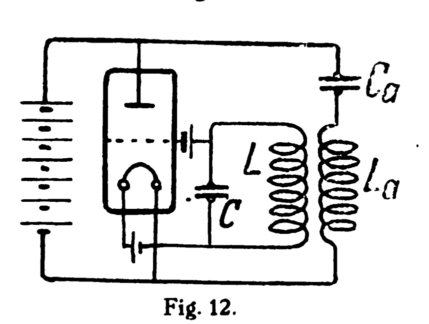


Fig. 12.

Daraus ergibt sich für die Kurve 5 die Gleichung

$$v \sin 2\nu = \frac{2r\,La}{L/D - N}\left[1 - \frac{N^2}{La\,Ca}\,\frac{1}{v^2}\right] = \frac{2r\,La}{L/D - N}\left[1 - \frac{N^2\,\omega_a{}^2}{v^2}\right]$$

wo ω_a die Eigenfrequenz des Anodenkreises ist. Die Kurve liegt im 4. und 1. Quadranten (Fig. 13), und zwar solange $\omega < \omega_a$ im ersten und für $\omega > \omega_a$ im vierten. Im Resonanzfall ist der Frequenzwinkel $\nu = 0$ und $v = N\,\omega_a$. Die Frequenz stimmt genau mit der Eigenfrequenz des Schwingungskreises überein, und e_g, e_a, e_{st} und i_a sind in Phase Es ist dies bisher der einzige Fall. Wenn an die Stelle der kapazitiven die induktive Gitterkopplung tritt, liegen die Verhältnisse übrigens genau so. Die Größe von ϱ bleibt jedoch in unserem Diagramm unbestimmt. Da in Fig. 1 P_2 mit B zusammenfällt, ist

$$\varrho = \left|\frac{i}{i_a}\right|\left[\frac{1}{D}|\mathfrak{G}| - |\mathfrak{A}|\right] = \left|\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{R}}\right|\left[\frac{1}{D}|\mathfrak{G}| - |\mathfrak{A}|\right] = \frac{N\,\omega^2}{r}\,[L/D - N] \tag{51}$$

8. Die Berechnung der Amplitude.

Mit Hilfe des dem Diagramm entnommenen Wertes von ϱ läßt sich nun die Amplitude berechnen, sofern die Kennlinie bekannt ist. Bemerkenswert ist hier, daß das Kennlinienfeld in eine einzige Kennlinie zusammengeschrumpft ist. Anodengleichspannung und Gittervor-

spannung bestimmen die Lage dieser Anodenstrom-Steuerspannungskennlinie im Koordinatensystem. Es soll sinusförmige Steuerspannung vorausgesetzt werden. Diese Annahme ist sicher nicht zutreffend, wohl aber läßt sich vermuten, daß die Oberschwingungen der Steuerspannung, sofern sie nicht sehr groß sind, den Anodenstrom nicht

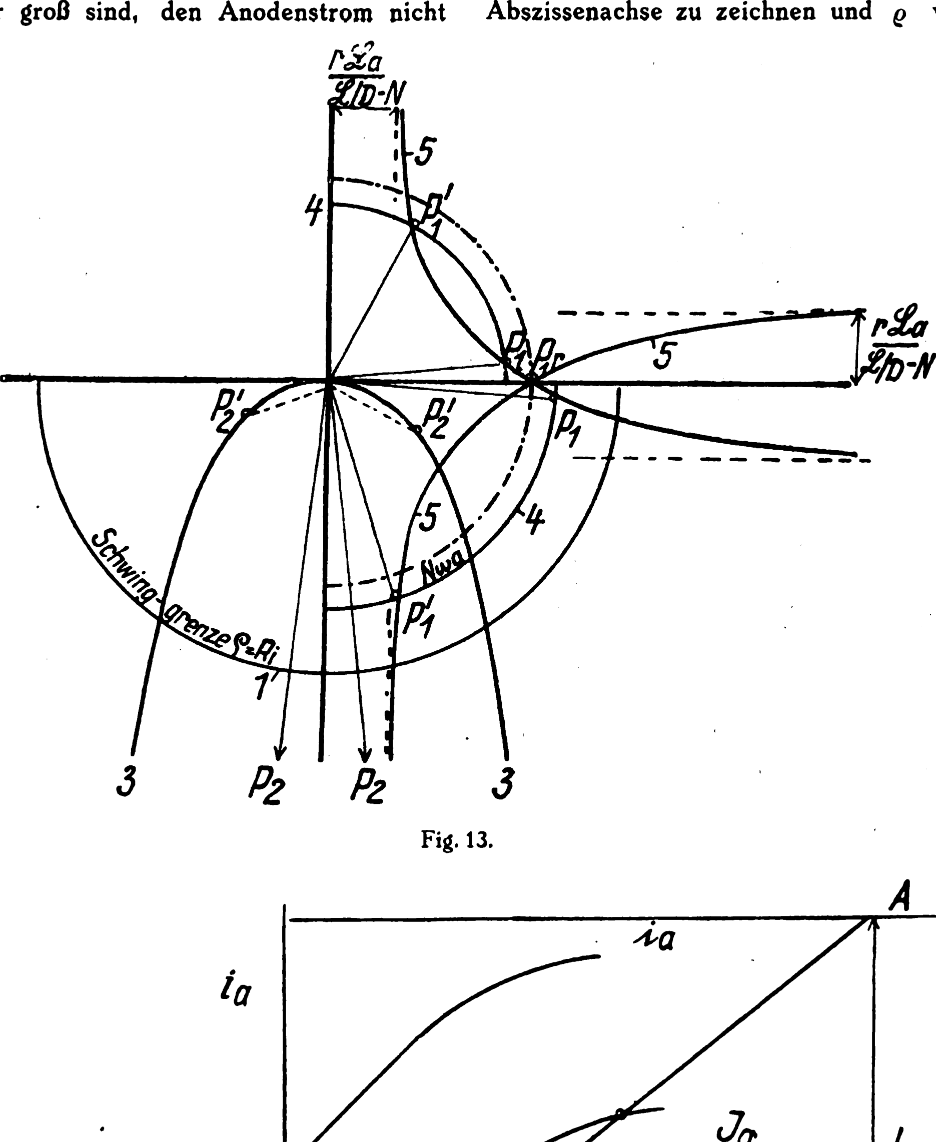


Fig. 13.

Fig. 14.

nennenswert beeinflussen, so daß dessen Grund- und Oberschwingungen auch bei rein sinusförmig angenommener Steuerspannung annähernd richtig wiedergegeben werden. Man kann dann aus der Kennlinie eine Schwingkennlinie entwickeln (Fig. 14), indem man für eine Reihe sinusförmiger Steuerspannungen die i_a-t-Kurve punktweise aus der Kennlinie abgreift, und die Amplitude der Grundschwingung durch harmonische Analyse gewinnt. Die Amplitude der Grundschwingung als Funktion der Steuerspannungsamplitude ist dann die „Schwingkennlinie". Nun ist nach Gleichung 6 $\frac{\mathfrak{E}_{st}}{i_a} = \frac{1}{\sigma} = D\varrho = \frac{\varrho}{1/D}$.

Man hat also nur im Abstand $\frac{1}{D}$ eine Parallele zur Abszissenachse zu zeichnen und ϱ vom Ursprung aus auf der Abszissenachse aufzutragen. Die am Ende errichtete Senkrechte trifft die Gerade $y = \frac{1}{D}$ im Punkt A. $\overline{OA}$ schneidet dann die „Schwingkennlinie" im Arbeitspunkt, dessen Ordinate J_a und dessen Abszisse $\mathfrak{E}_{st}$ ist.

Auch die Arbeit der Konstruktion der Schwingkennlinie kann man sich ersparen, wenn man sich den Joos'schen arc-tg-Ansatz für die Kennlinie zu eigen macht. (Joos, Jahrb. 1924, S. 416.)

Setzt man mit Joos

$$i_a = \frac{J_s}{2} + \frac{J_s}{\pi}\,\text{arc-tg}\,\frac{S_0\pi}{J_s}\,[E_g + D\,(E_a - E_a^*) + \mathfrak{E}_{st}\cos\omega t] \quad [52]$$

wo S_0 die Steilheit der Charakteristik im Wendepunkt ist und E_a^* die Anodengleichspannung, welche die Charakteristik so verschiebt, daß der Wendepunkt in die Ordinantenachse fällt, so lassen sich die $\Phi(k, \mathfrak{B})$ Kurven von Joos verwenden. Die Übereinstimmung wird hier hergestellt durch

$$y = (i_a - \frac{J_s}{2})\,\frac{\pi}{J_s} \quad (53)$$

$$k = \frac{S_0\pi}{J_s}\,[E_g + D\,(E_a - E_a^*)] \quad (54)$$

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{E}_{st}\,\frac{S_0\pi}{J_s} \quad (55)$$

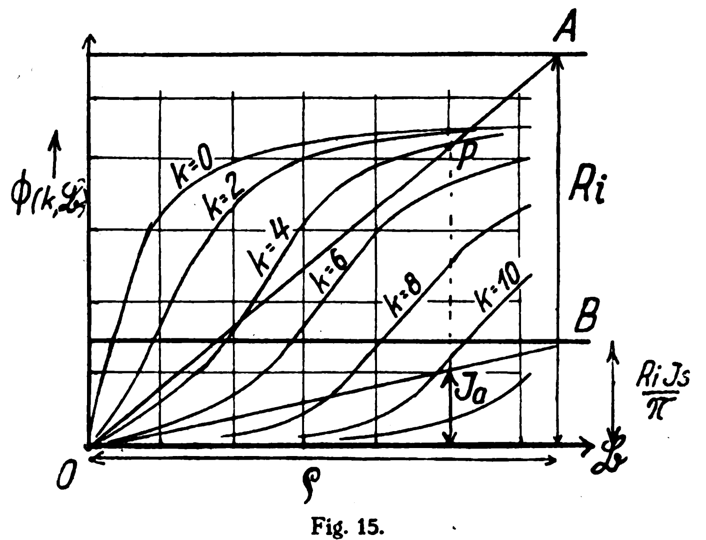


Fig. 15.

ergibt. Eine Gerade $\Phi = \frac{Ri\,Js}{\pi}$ schneidet das Lot von A auf die $\mathfrak{B}$-Achse in B. Verbindet man B mit O, so wird auf der Ordinate von P die Strecke J_a abgeschnitten (Fig. 15). Nach dieser Konstruktion ist es nun möglich, für jedes ϱ das dazugehörige J_a und damit auch das dazugehörige $\frac{1}{D}\,\mathfrak{E}_{st} = \varrho \cdot J_a$ zu finden, und man kann jetzt das ursprüngliche Diagramm zeichnen, indem man die Laufkurven für P_1 und P_2 punktweise konstruiert.

Es wäre wünschenswert, einen analytischen Näherungsausdruck für die $\Phi(k, \mathfrak{B})$ Kurven zu finden, wenigstens für den oberen Teil, da die unteren Schnittpunkte für den stabilen Schwingungszustand nicht interessieren. Letztere haben übrigens nichts mit den aus dem Diagramm abgeleiteten zwei ϱ Werten zu tun.

9. Entwicklung für $\nu = 0$.

Bei den bisherigen Entwicklungen spielt der Frequenzwinkel ν eine große Rolle. Praktisch kommt ihm diese in allen bisher besprochenen Fällen nicht zu, weil stets $|\mathfrak{R}_a| \ll \mathfrak{R}_i$ also $tg\,\nu$ verschwindend klein ist. Nur durch außergewöhnlich großes $|\mathfrak{R}_a|$ sind die Diagramme und die daraus resultierenden mehrfachen stabilen Betriebsfreqenzen verwirklichbar. Sobald jedoch der Gitterstrom und die Röhren-Kapazität berücksichtigt werden, tritt auch der Frequenzwinkel in seine Rechte, und die dann gültigen Diagramme ergeben sich als verhältnismäßig einfache Erweiterungen der hier entwickelten.

Will man jedoch tatsächlich unter den für diese Arbeit gültigen Bedingungen des verschwindenden Gitterstroms und kleiner Frequenzen die Amplitude berechnen, so kommt man bedeutend schneller zum Ziel, wenn man von vorn-

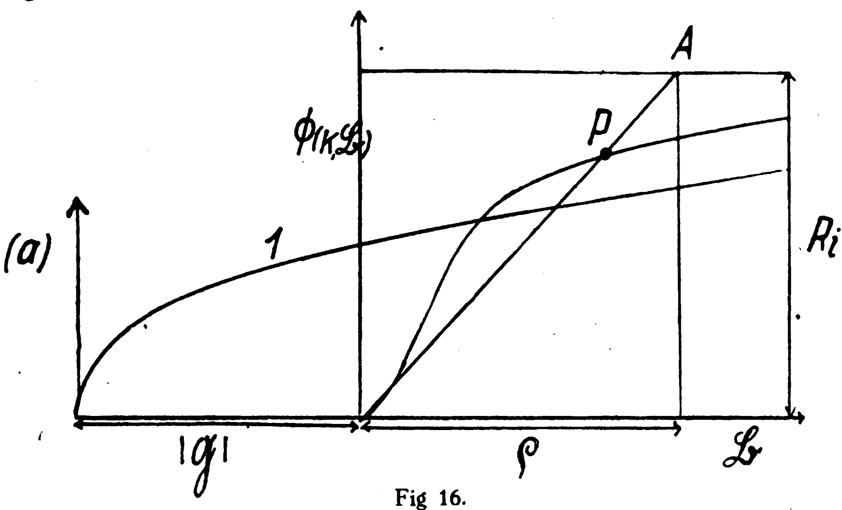


Fig 16.

Entwickelt man nun in eine Fouriersche Reihe, so wird

$$\frac{Ja\,\pi}{Js} = \Phi\,(k, \mathfrak{B}) \quad (56)$$

und

$$\frac{\mathfrak{B}}{\Phi\,(k, \mathfrak{B})} = \frac{\mathfrak{E}st\,\frac{S_0\pi}{Js}}{Ja\,\frac{\pi}{Js}} = \frac{\varrho}{Ri} \quad (57)$$

Die Konstruktion der Amplitude erfolgt ähnlich wie oben. Man zeichnet in das Feld der $\Phi(k, \mathfrak{B})$ Kurven die Geraden $\Theta = Ri$ und $\mathfrak{B} = \varrho$ und verbindet ihren Schnittpunkt A mit O. Die Gerade $\overline{OA}$ schneidet die Kurve mit dem zugehörigen Parameter K im Punkt P, dessen Ordinate den Wert $Ja\,\frac{\pi}{Js}$

herein $\nu = 0$ annimmt. Dann sind stets e_a, e_g, e_{st} und i_a in Phase, und i ist um 90° dagegen verschoben.

Es ist dann stets $|\mathfrak{R}_a| = 0$ und

$$\varrho = \frac{|\mathfrak{A}|\left\{\frac{1}{D}\,|\mathfrak{G}| - |\mathfrak{A}|\right\}}{r} \quad (58)$$

Die Gleichung läßt sich für die besprochenen Schaltungen stets auf die Form bringen

$$\varrho = \frac{1}{2p}\,|\mathfrak{A}|^2 - q \quad (59)$$

oder

$$|\mathfrak{A}|^2 = 2p\,(\varrho + q) \quad (60)$$

Das ist eine Parabel (Fig. 16 Kurve 1), deren Parameter p und Scheitelpunktsabszisse q von der Frequenz unabhängig sind, die allein in $|\mathfrak{A}|$ enthalten ist. Die Schwinggrenze liegt bei $\varrho = \mathfrak{R}_t$. Zeichnet man diese Parabel direkt in das $\Phi(k, \mathfrak{B})$ Feld hinein, so ergibt sich eine sehr einfache Konstruktion von J_a. Aus $J_a \cdot |\mathfrak{A}| = J \cdot r$ folgt dann auch sofort der Strom im Schwingungskreis.

10. Die Oberschwingungen.

Sobald der Schwingungsvorgang stationär geworden ist, muß sich i_a durch eine Fouriersche Reihe darstellen lassen. Der Ansatz 5 ist also berechtigt. Ebenso berechtigt ist der Ansatz

$$i_{ak} = \sigma\, e_{st\,k}.$$

Nicht berechtigt ist jedoch die Annahme der Phasengleichheit von i_{ak} und $e_{st\,k}$, da für die Oberschwingungen allein keine Selbsterregung besteht. Die Amplituden- und Phasenbilanz ist nur erfüllt für die Grundschwingung. Will man die Fiktion der Selbsterregung der Oberschwingungen aufrecht erhalten, so ist es nötig, ein komplexes σ_k anzunehmen. Die Krümmung der Röhrencharakteristik verursacht also in der Röhre eine Impedanz. Es wird also in Wirklichkeit i_{ak} garnicht durch e_{stk} gesteuert, sondern es tritt zur Steuerspannung e_{stk} noch eine Komponente hinzu, die von der selbsterregten Steuerspannung der Grundschwingung herrührt und durch die Krümmung der Charakteristik bedingt ist. Die Oberschwingungen können als zum Teil fremderregt angesprochen werden. Diese Fremderregung kann man nun z. B. als zusätzliche $E.M.K.$ zu e_{gk} hinzufügen, oder durch eine Änderung in der Gitterkopplung ersetzen. Die Gleichung 6 ist dann zu ersetzen durch

$$i_{ak} = \sigma'_k\, e_{st}'_k = \frac{e_{st}'_k}{D} \cdot \frac{1}{\varrho'_k} \tag{6a}$$

wo $e_{st}'k$ mit $i_a k$ in Phase ist und $\sigma'k$ und $\varrho'k$ reell sind. Das Diagramm (Fig. 17) läßt sich zeichnen. Der Frequenzwinkel ν ergibt sich aus Gleichung III zu

$$\operatorname{tg} \nu_k = \frac{k\,\omega L - \dfrac{1}{k\,\omega C}}{r} = \frac{k^2 - 1}{k} \cdot \frac{\omega L}{r} \tag{61}$$

Ferner folgt aus Gleichung III

$$\varrho'_k = \frac{|\mathfrak{R}_a(u\,\omega)|}{\operatorname{tg} \nu_k} \tag{62}$$

Das Diagramm ist aus dem Dreieck des Schwingungskreises OAP_1 zu entwickeln. Es ist $\overline{OP_1} = |\mathfrak{A}(k\,\omega)| \cdot \operatorname{tg} \nu_k$ ist bekannt, damit auch der Punkt A. Dann sind $i \frac{1}{D} |\mathfrak{S}(k\omega)|$ und $i\,|\mathfrak{A}(k\,\omega)|$ mit Hilfe von $i = \frac{\overline{OA}}{r}$ zu zeichnen, wodurch die Punkte P_2 und B gefunden werden. $\overline{BP_2} = |\mathfrak{R}_a(k\,\omega)|$ kann ebenfalls gezeichnet werden, da es parallel zu $\overline{OP_1}$ liegt. $\overline{OP_2}$ ist dann $i_{a\,k}\, \varrho_k$. Das Lot auf $\overline{BP_2}$ in P_2 schneidet $\overline{OB}$ in dem Punkt O'. $\overline{O'P_2}$ ist dann $= \frac{e_{st}'_k}{D\, i_{a\,k}} = \varrho'_k$ und OO' gleich $\left|\frac{e_g'}{D\, i_{ak}}\right|$.

Aus diesem Diagramm ist also der Zusammenhang zwischen $i_{a\,k}$ und $e_{st\,k}$ abzulesen.

Es ist dann möglich, eine Näherungsmethode durchzuführen, welche gestattet, Grund- und Oberschwingungen der Ströme und Spannungen zu konstruieren. Man kann annehmen, daß zunächst durch eine sinusförmige Steuerspannung, welche über den Knick der Kennlinie hinausgeht, Oberschwingungen im Anodenstrom hervorgerufen werden, die dann ihrerseits Oberschwingungen in der Steuerspannung zur Folge haben. Es wird dann eine wechselseitige Beeinflussung der Oberschwingung von Steuerspannung und Anodenstrom stattfinden, bis der Zustand stationär geworden ist. Dieser Vorstellung ist das folgende Näherungsverfahren angepaßt:

Man konstruiert zunächst das Diagramm der Fig. 16 und entnimmt daraus die Amplitude für den Anodenstrom und die Steuerspannung, nachdem man zuvor das sich einstellende ϱ gefunden hat. Genau so, wie man nun für die Grundschwingung die $\Phi(k, \mathfrak{B})$ Kurven aufgestellt hat, so könnte man theoretisch auch für die Oberschwingungen solche Kurven berechnen und daraus die Amplitude der betreffenden Oberschwingung aus der Amplitude der Grundschwingung der Steuerspannung ermitteln. Man brauchte dann für jede Harmonische eine entsprechende Kurvenschar. Schneller kommt man jedoch zum Ziel, wenn man die „Schwingkennlinie" aus der Charakteristik für die Grundschwingung

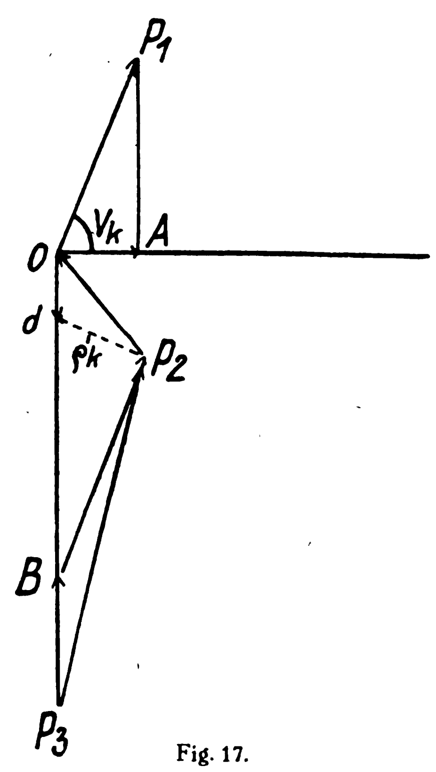


Fig. 17.

konstruiert, dann die Amplitude der Grund- und Oberschwingungen von i_a in Abhängigkeit von e_{st} bei vorausgesetzter Sinusform aufsucht und aus dem Diagramm der Fig. 17 für jedes $i_{a\,k}$ die zugehörige Steuerspannung ermittelt. Dann zeichnet man die $e_{st} - t$ Kurve, indem man die ermittelten Oberschwingungen von e_{st} zur Grundschwingung unter Berücksichtigung der Phasenverschiebungen hinzu addiert. Mit Hilfe dieses zeitlichen Verlaufs von e_{st} zeichnet man nun den zeitlichen Verlauf von i_a, den man punktweise aus der Kennlinie abgreift. Durch harmonische Analyse kann man dann die $i_a - t$ Kurve wieder in Grund- und Oberschwingungen zerlegen, aus welchen sich wieder die zugehörigen Steuerspannungen ermitteln lassen. Aus diesen setzt man nun wieder den zeitlichen Verlauf von e_{st} zusammen usw., bis die Kurvenform sich nicht mehr ändert.

Die Weston-Thermo-Instrumente für Hochfrequenz.

Von **D. Bercovitz.**

Die ersten Thermo-Instrumente, die Weston ausgebildet hat, und die sowohl für Gleichstrom wie auch für Wechselströme bis etwa 3000 Per/sek verwendbar sind, waren Strommesser. Sie bestehen, abgesehen vom anzeigenden Drehspul-Meßgerät, aus einem kombinierten Heiz- und Thermo-Element, welches für Stromstärken bis zu 1000 Amp. gebaut wird. Das Prinzip dieses Thermo-Systems ist in den beiden Figuren 1 und 2 veranschaulicht. Darin

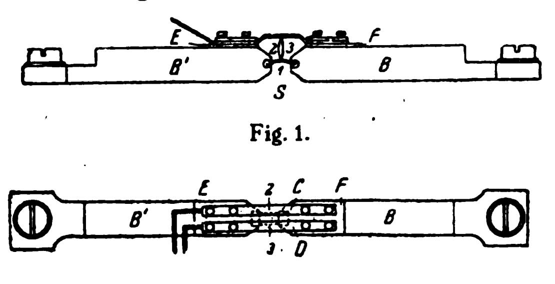


Fig. 1.

Fig. 2.

bedeutet S ein Widerstandsband mit gleichmäßigem Flächenquerschnitt, das den zu messenden Strom führt, aus einer Platinlegierung besteht und an den Enden B und B' hart gelötet ist. Im Mittelpunkt 1 dieses Bandes ist die Lötstelle eines Thermo-Elementes hart angelötet, dessen kalte Enden an den zwei Kompensationsbändern C und D liegen, die die Enden B und B' überbrücken. Diese Kompensationsbänder sind von den Enden mittels sehr dünner Glimmerplättchen E und F elektrisch isoliert; sie bestehen aus Kupfer und werden in ihrer Leitfähigkeit, ihrer Länge, ihrem Querschnitt und ihrer Oberfläche so dimensioniert, daß sie dem Heizband thermisch vollkommen gleichwertig sind.

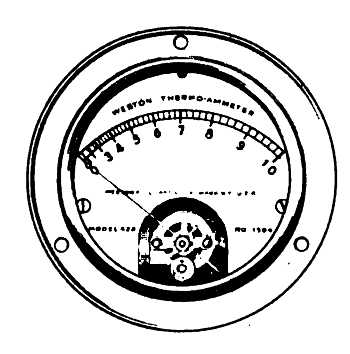


Fig. 3.
Weston-Strommesser mit eingebautem Heiz- und Thermo-Element

Die beiden sehr dünnen und sehr kurzen Drähte 2 und 3 des Thermo-Elements bestehen aus einer Platinlegierung und Nickellegierung. Die Wärmekapazität des Elementes ist so gering, daß es den Temperaturänderungen rasch folgen kann, die der zu messende Strom im Widerstandsband hervorruft.

Die Temperaturdifferenz zwischen Mittelpunkt und Enden des Heizbandes ist ein Maß für den quadratischen Mittelwert des Stromes. Die Stromstärke wird gemessen, indem man, wie oben dargelegt, die Lötstelle des Thermo-Elementes mit dem Mittelpunkt des stromführenden Bandes verbindet und die kalten Enden des Elementes mit den Enden des Bandes thermisch verbindet, elektrisch jedoch davon isoliert. Fehler, die durch eine etwaige Verschiedenheit in der Temperatur der Enden verursacht werden könnten, sind durch die erwähnte Kompensationseinrichtung ausgeglichen.

Die Kompensationsbänder, an denen die kalten Enden des Thermo-Elementes liegen, sind so bemessen, daß sie von der Lufttemperatur und der Temperaturdifferenz der Enden in dem gleichen Maße beeinflußt werden wie das Heizband, an dem die Lötstelle des Thermo-Elementes liegt. Infolgedessen hängt das Temperaturverhältnis zwischen der warmen und kalten Stelle des Thermo-Elementes allein von der Wirkung des zu messenden Stromes ab und nicht etwa von irgend welchen störenden Einflüssen. Der Spannungsabfall beträgt bei Vollast 150 mV. Das Heizelement ist um 50 % der jeweiligen Nennstromstärke überlastbar.

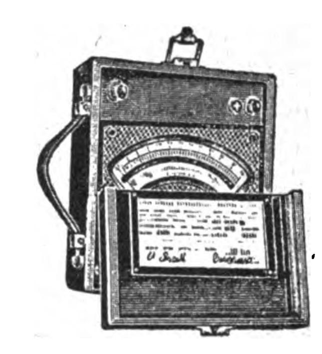


Fig. 4.
Weston-Miliampèremeter für Hochfrequenzströme

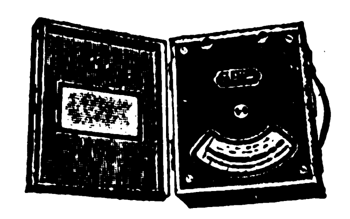


Fig. 5.
Weston-Voltmeter für Frequenzen bis 1 Mill. Per.'s.

Nach diesem System werden sowohl runde Instrumente in verschiedenen Größen für Schalttafelzwecke (Fig. 3), wie auch tragbare Instrumente gebaut.

In Fig. 4 ist ein tragbares Modell mit eingebautem, in Vakuum eingeschlossenen Element dargestellt. Es wird als Milliamperemeter, beginnend mit dem Meßbereich 2 mA für vollen Ausschlag aufwärts, ferner als Millivoltmeter, als Amperemeter mit getrenntem Element wie auch als Voltmeter gebaut. Die Voltmeter mit einem Meßbereich unter 1 Volt haben bei diesem Modell eine Empfindlichkeit von etwa 25 mA, jene über 1 Volt eine solche von 7 mA für vollen Ausschlag. Es können Voltmeter über 3 Volt eine Empfindlichkeit von nur 2 mA für vollen Zeigerausschlag, also 500 Ω/V erhalten.

Neuerdings hat Weston ein nach dem gleichen Prinzip gebautes Voltmeter auf den Markt gebracht, welches für Frequenzen bis 1 Million Per/sek verwendbar ist [1]). Fig. 5

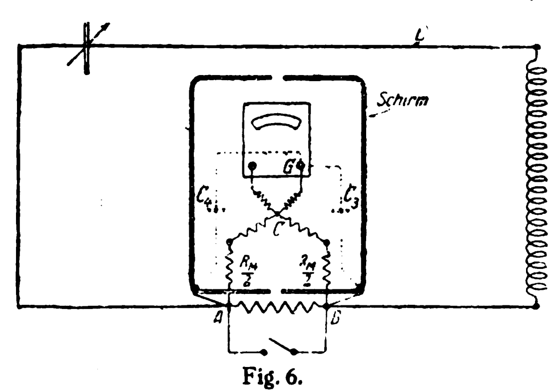


Fig. 6.

zeigt die äußere Form, während die Figuren 6 und 7 die innere Schaltung darstellen. Das Instrument ist magnetisch und statisch abgeschirmt; die Widerstände sind so angeordnet, daß etwaige benachbarte Kapazitäten, insbesondere die in Fig. 6 punktiert eingezeichneten, keine störenden Einflüsse auf die Anzeigen des Instrumentes ausüben. Wie übrigens aus dem Schema Fig. 7 ersichtlich, zeigt die Schaltung eine Ähnlichkeit mit einer Wheastone-Brücke für

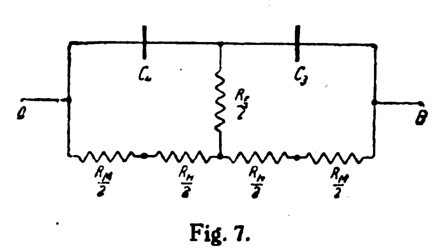


Fig. 7.

Wechselstrom. Die Brücke ist im Gleichgewicht, wenn die beiden Widerstände R_M und R_H einerseits und wenn C_3 und C_4 andererseits einander gleich sind.

Dieses Voltmeter wird für Spannungen bis 20 Volt bei einer Genauigkeit von 1 % des jeweiligen vollen Skalenwertes hergestellt. Der gesamte Stromverbrauch beträgt im ungünstigsten Falle etwa 2 mA.

[1]) Einen Bericht über die Entwicklung dieses interessanten Instrumentes gab Leon B. Wilson vor der Versammlung des American Institute of Electrical Engineers in Philadelphia 1924.

Zur Demonstration der Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung.

Von **P. Selényi.**

Veranlaßt durch die in dem Band 25, Heft 5, Seite 105 dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit des Herrn O. Emersleben: „Theorie der Frequenzvervielfachung mittels Oberschwingungen und durch Stoßerregung" möchte ich hier eine Beobachtung mitteilen, die zwar für einen anderen Zweck angestellt wurde, aber auch als Demonstration der Frequenzvervielfachung angesehen werden kann.

Es handelte sich dabei darum, ein einfaches Verfahren anzugeben, um die Umdrehungszahl einer an der Gebestation arbeitenden Hughesschen Typendruckmaschine irgendwo an der Linie bestimmen und fortlaufend registrieren zu können. Bekanntlich enthält die Hughessche Maschine einen, über einer Stiftscheibe mit 28 Stiften angeordneten, an der Gebe- und Empfangsstation synchron laufenden Kontaktarm und ein Tastwerk mit ebenso vielen Tasten. — Wird die Taste „a" niedergedrückt, so wird in dem Moment, wo der Kontaktarm mit dem, durch den Tastenhebel gehobenen Stift in Berührung tritt, ein Stromstoß entsendet, und an den synchron laufenden Typenrad der Empfangsmaschine der Buchstabe „a" abgedrückt. — Der Telegraphierstrom besteht also aus einzelnen Stromstößen, die sich anscheinend regellos folgen. — Tatsächlich ist da aber eine weitgehende Regelmäßigkeit vorhanden: die Zeitintervallen zwischen den einzelnen Stromstößen sind alle ganzzählige Vielfache eines kleinsten Zeitintervalles (t) nämlich von dem, welcher vergeht, bis der Kontaktarm sich um eine Type weiterdreht. — Dieser Zeitintervall soll der Kürze halber als „Grundperiode" bezeichnet werden, er ist — da das Typenrad 28 Typen besitzt — 28 mal kleiner, wie die Umdrehungszeit (T) des Typenrades. — Mit der Erkenntnis dieser Regelmäßigkeit ist zugleich die Lösung der gestellten Aufgabe gegeben: Läßt man den Telegraphierstrom auf einen Resonanzfrequenzmesser einwirken, so muß die auf die Grundperiode resonierende Zunge unter der Wirkung der Stromstößen in ständige Schwingung geraten. — Sie bekommt nämlich nicht bei jeder Schwingung einen Anstoß, wie bei einer Resonanzerregung, wenn sie aber einen bekommt, bekommt sie ihn immer in richtigem Takt, so daß die einzelnen Stöße ihre Wirkungen immer verstärken.

Ein angestellter Versuch hat diese Erwartung voll bestätigt. — Es wurde ein Hartmannsches Zungenfrequenzmesser in den Stromkreis der Hughesschen Maschine eingeschaltet; wurde jetzt telegraphiert, so geriet die, der Grundfrequenz entsprechende Zunge in schwache aber gut beobachtbare Schwingung. — Dies geschah immer, unabhängig von dem telegraphierten Texte, nur die Amplitude war selbstverständlich um so größer, je schneller telegraphiert wurde.

Die Wirkung des Frequenzmessers wurde damals von mir so zu sagen als eine mathematische Tätigkeit gedeutet: die schwingende Zunge zeigt den größten gemeinschaftlichen Teiler der, zwischen den nacheinander folgenden Stromstößen vergehenden Zeitintervalle automatisch an.

Der dabei sich abspielende physikalische Vorgang ist aber nichts anderes, als eine Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung: durch Stromstöße, die in Zeitintervallen von nxt ($n = 1, 2, 3 \ldots\ldots 28$) sich folgen, wird eine Schwingung der Zunge von der Periode t erregt.

Ujpest bei Budapest, Forschungslaboratorium der Vereinigten Glühlampen u. Elektricitäts A. G.

Den 25. Februar 1925.

Referate.

S. Chiba. Frequenzwandler in Brückenanordnung. (Frequency changing device. Some notes on the principle of the bridge arrangements.) Electrician **93,** 576—77, 1924.

In der interessanten Arbeit untersucht der Verfasser in systematischer Weise die Brückenanordnung (Fig. 1) in ihrer Verwendung zur Frequenzvervielfachung. Die Fragestellung ist die: Wenn den Klemmen a—b ein Wechselstrom von der Frequenz f_1 zugeführt wird, unter welchen Bedingungen bekommt man dann an den Klemmen c—d eine Spannung, die eine Komponente von der Frequenz $f_2 = k \cdot f_1$ (k = ganze Zahl) enthält?

Es werden zwei Fälle unterschieden.

1. Alle Zweige der Brücke oder wenigstens zwei nebeneinander liegende sollen Impedanzen mit den Eigenschaften eines Gleichrichters besitzen.

2. Zwei oder je zwei diagonal liegende Zweige (z. B. Z_1 und Z_4) sollen Impedanzen enthalten, die keine Gleichrichtereigenschaft haben, aber auch nicht konstant, sondern vom Strom abhängig sind.

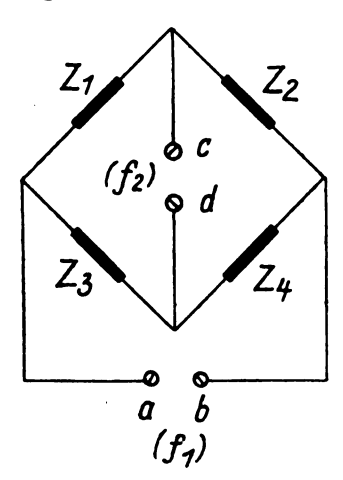


Fig. 1.

Zur ersten Klasse — Impedanz mit Gleichrichterwirkung — rechnet der Verfasser einmal alle elektrischen Gleichrichter oder Ventile, z. B. elektrolytische Ventile, Quecksilbergleichrichter, und auch einen mit Gleichstrom beschickten Lichtbogen, da ein solcher wegen seiner nicht geradlinigen Charakteristik von einem über den Gleichstrom superponierten Wechselstrom die beiden Richtungen in verschiedener Stärke durchläßt. Er rechnet dazu auch Eisenkernspulen mit überlagerter Gleichstrommagnetisierung, da sie eine Art Gleichrichter für den magnetischen Fluß darstellen. Unter die Impedanzen zweiter Art zählt der Verfasser Eisenkernspulen, deren Magnetisierung über das Knie der Magnetisierungskurve getrieben ist, ebenso auch Lichtbogen. Bei den Impedanzen erster Art erhält man in der Spannung an den Klemmen c—d eine Komponente von der Frequenz $f_2 = 2 \cdot f_1$ — sie wirken also als Frequenzverdoppler —, bei den Anordnungen zweiter Art eine Verdreifachung der Frequenz. Auf dieses Brückenschema lassen sich in der Tat die meisten bisher bekannten Frequenzwandler zurückführen.

Der Verfasser bespricht dann noch die verschiedenen Methoden, um von dem Stromkreis, der an die Klemmen c—d angeschlossen ist, die Grundfrequenz f_1 fern zu halten, oder um bei den Anordnungen mit Gleichstrom diejenigen Zweige, in denen der Gleichstrom nicht gebraucht wird, gegen denselben zu sperren. J. Zenneck.

G. W. O. Howe. Gerichtete drahtlose Telegraphie. Französische Versuche im großen Maßstab. (The problems of directive transmission in radio-telegraphy. Large scale tests on aerial grouping in France.) Electrician **93,** 662—63, 1924.

Nach einer geschichtlichen Einleitung erörterte der Verfasser die Anordnungen mit mehreren Antennen von verschiedener Phase. Er unterscheidet zwei Klassen, solche, bei denen die Antennen wirklich vom Generator aus mit Strömen verschiedener Phase beschickt werden, und solche, bei denen nur einer oder wenigen Antennen Strom vom Generator zugeführt wird, während die anderen Antennen auf die Generatorfrequenz abgestimmt, aber nicht mit dem Generator verbunden sind, so daß die Ströme in ihnen durch das Feld der vom Generator direkt gespeisten Antennen induziert werden. Für die Fernwirkung ist es gleichgültig, in welcher Weise die Ströme in den einzelnen Antennen erzeugt werden. Es kommt dafür nur an auf die Amplitude und Phase der Ströme, die tatsächlich in den Antennen fließen.

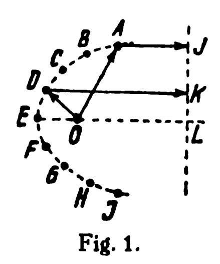


Fig. 1.

Als Beispiel für den zweiten Fall wird die bekannte Parabolspiegelanordnung Fig. 1 besprochen: die Antenne O wird vom Generator gespeist, die Antennen $A \dots I$ auf den Generator abgestimmt, aber nicht mit ihm verbunden. Wegen der bekannten Eigenschaft der Parabel sind z. B. die Wege OAJ und ODK gleich und demnach die Felder der Antennen $A \dots I$ in der Richtung OL alle in Phase. Das Feld der Antenne O in dieser Richtung ist damit nur dann gleichphasig, wenn die Wellenlänge des Generators so gewählt ist, daß die von der Antenne O ausgesandten und an E reflektierten Wellen in O mit der Phasenverschiebung von 360° ankommen. Nach einer Bemerkung von H. Chiriex in der Juli-Nummer der Radioélectricité kann man die Antenne O weglassen, wenn man an ihre Stelle den Generator setzt und ihn durch gerade Drähte mit den Antennen $A \dots I$ verbindet.

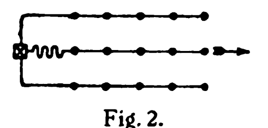


Fig. 2.

Eine andere Anordnung, die ebenfalls in der zitierten Arbeit von Chiriex besprochen ist und mit der die Soc. franc. radioélectricité im großen Maßstab Versuche gemacht hat, ist diejenige von Fig. 2. Ihre Feldstärke in den verschiedenen Richtungen ist durch die ausgezogene Kurve von

Fig. 3, ihre Strahlung in den verschiedenen Richtungen durch die Kurve mit der schraffierten Innenfläche dargestellt. In Fig. 2 bedeuten die schwarzen Kreise die Antennen. Die Zuleitung zur mittleren Horizontalreihe von Fig. 2 ist so dimensioniert, daß die erste Antenne dieser Reihe dieselbe Phase bekommt, wie die dem Generator zunächst gelegene Antenne der oberen und unteren Horizontalreihe. Die Antennen derselben Vertikalreihe von Fig. 2 haben also dieselbe Phase, während zwischen auf einanderfolgenden Antennen derselben Horizontalreihe eine bestimmte Phasenverschiebung besteht.

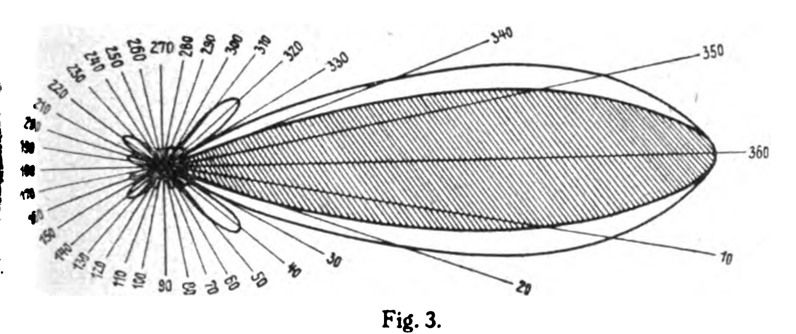


Fig. 3.

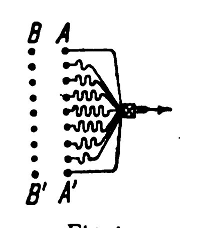


Fig. 4.

Ähnlichkeit hat damit eine Anordnung von Marconi-Franklin (Fig. 4). Die Antennenreihe $A—A'$ wird vom Generator gespeist, die Antennenreihe $B—B'$ dient als Spiegel. Bei richtigem Verhältnis des Abstandes AB zur Wellenlänge ist die Hauptstrahlungsrichtung diejenige des Pfeils in Fig. 4, während die Strahlung in der umgekehrten Richtung fast unmerklich wird. J. Zenneck.

R. L. Wegel und **C. H. Moore.** Ein elektrischer Schwingungsanalysator. (An electrical frequency analyser.) Electrician **93**, 408, 412, 1924. (Referat über einen Vortrag in der Inst. El. Eng.)

Der Apparat beruht auf der Pupinschen Methode. Die Wechselspannung oder der Wechselstrom, die analysiert werden sollen, wirken auf einen Kondensatorkreis, dessen Frequenz kontinuierlich geändert und in dem der Strom bei

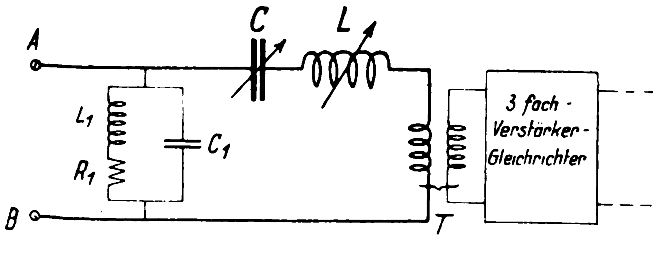


Fig. 1.

den verschiedenen Frequenzen gemessen werden kann. Zeichnet man den Strom in Abhängigkeit von der Frequenz auf, so entspricht jeder in der Wechselspannung oder im Wechselstrom vorhandenen Komponente ein Maximum der Kurve. Die Lage dieser Maxima gibt also die Frequenzen dieser Komponenten, die Höhe der Maxima das Verhältnis ihrer Amplituden.

Die tatsächliche Schaltung des Apparates ist aus der nebenstehenden schematischen Figur zu ersehen. Die Wechselspannung, die analysiert werden soll, wird an die Klemmen AB angelegt. Die Leitung von veränderlicher Eigenfrequenz ist CLT. Die Eigenfrequenz des Nebenschlusses C_1 L_1 R_1 liegt außerhalb des Gebietes, in dem sich die Frequenzen der zu analysierenden Wechselspannung und ihrer Harmonischen befinden. Der Strom in der veränderlichen Leitung CLT wirkt durch den Transformator T auf einen Dreifachverstärker und Gleichrichter und der gleichgerichtete Strom auf ein Spiegelgalvanometer. Dieses ist als Lichtschreiber ausgebildet. Ein schmales Lichtbündel wird vom Spiegel auf ein bewegtes photographisches Papier reflektiert, so daß eine automatische Aufzeichnung der eben erwähnten Stromkurve erfolgt. Die Bewegungsvorrichtung für das Papier ist gekoppelt mit einem Apparat, der automatisch die kontinuierliche Änderung der Kapazität C und Induktivität L bewerkstelligt. Man braucht nur die zu analysierende Spannung anzuschließen und den Apparat einzuschalten, um nach 5 Minuten den belichteten Streifen und nach dessen Entwicklung die Stromkurve zu erhalten.

Der Apparat ist für ein Frequenzgebiet von 20 bis 1250 oder zwischen 80 und 5000/sec. eingerichtet. Er kann nicht nur direkt für die Analyse von Wechselströmen oder -spannungen, sondern auch für die Prüfung von Mikrophonen, für die Analyse von ungedämpften akustischen Schwingungen irgend welcher Musikinstrumente und die Untersuchung der akustischen Eigenschaften von Räumen benutzt werden. J. Zenneck.

H. Nozières et P. Giroud. La Lampe à quatre électrodes. L'Onde électrique **3**, 583—590. 1924.

Die Wirkungsweise einer Zweigitterröhre, bei der das Hilfsgitter zur Raumladungszerstreuung dient, wird an Hand von Kennlinien und Kraftlinienbildern besprochen; deutsche Autorschaft (Schottky) bleibt unerwähnt.

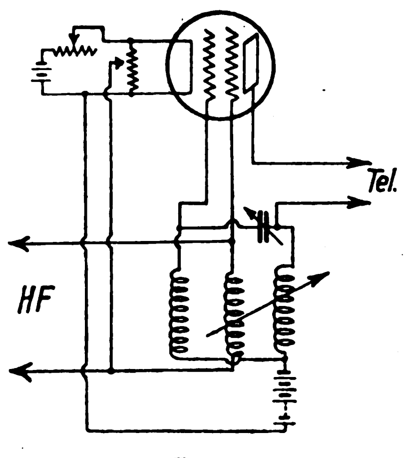


Fig. 1.

Ganz interessant sind zum Schluß die beiden Schaltbilder (Fig. 1 und Fig. 2), die Empfangsanordnungen mit Zweigitter-Röhren zeigen. In beiden Fällen arbeiten Raumladungsgitter und Anode im Gegentakt, wodurch entsprechend ihrer Charakteristik eine Empfangsverstärkung eintritt; im übrigen unterscheiden die Schaltungen sich dadurch, daß in Fig. 1 der Schwingungskreis zwischen Anode und Raumladungsgitter ausgebildet und das Steuergitter

induktiv mit der Anode gekoppelt ist, während im anderen Falle der Schwingungskreis im Gitterzweig liegt und eine doppelte Rückkopplungsschaltung gewählt ist. Da als

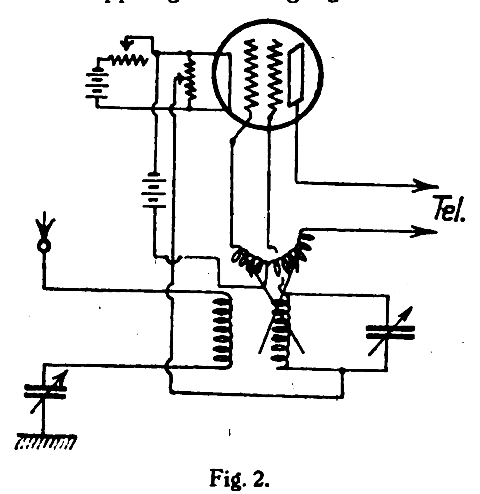


Fig. 2.

Anodenspannung hier nur noch 5 bis 6 Volt benötigt werden, erübrigt sich eine besondere Anodenbatterie.

v. Hippel.

Walter Kramer. Die Gleichrichterwirkung des sogenannten elektrostatischen Relais und die Erklärung der Wirkungsweise der Kontaktdetektoren. Zeitschrift f. techn. Physik, **27**, Heft 1, S. 74—82. (Mit 7 Figuren.)

Die Arbeit liefert einen Beitrag zur Theorie der Kontaktdetektoren.

Es bestanden bislang drei Theorien: die thermoelektrische, nach welcher durch den an der Berührungsstelle auftretenden Thermostrom der Strom in der einen Richtung verstärkt, in der anderen geschwächt wird, die elektrochemische, welche Polarisation annimmt.

Die dritte und neueste erklärt die Gleichrichterwirkung durch einseitige Elektronenabtrennung von der einen Elektrode des Detektors unter dem Einfluß sehr hoher elektrischer Feldstärken.

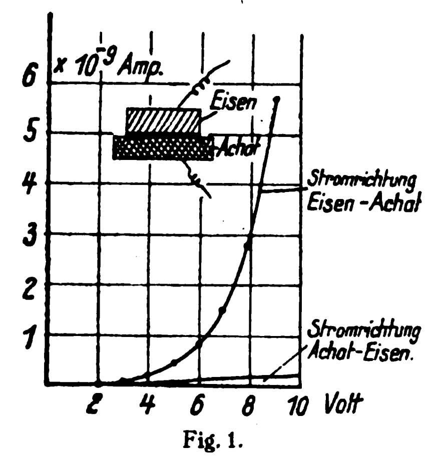


Fig. 1.

An elektrostatischen Relais, bestehend aus einer Halbleiterplatte, die einerseits mit einer leitenden Belegung versehen, andererseits eine plangeschliffene Oberfläche besitzt, auf welche eine Metallplatte lose aufgelegt wird, wurden Charakteristiken, wie Fig 1, beobachtet, die eine deutliche Ventilwirkung zeigen.

Die näheren Untersuchungen lassen die Gleichrichterwirkung der Kontaktdetektoren und des elektrostatischen Relais wie folgt erklären:

Zwei Elektroden, ein Elektronenleiter, Metall, und ein Ionenleiter, Halbleiter, bilden einen sehr losen Kontakt miteinander; diese lose Berührung von Leiter und Halbleiter bedingt einen außerordentlich hohen Übergangswiderstand, gegen den der Widerstand des Halbleiters praktisch zurücktritt. Infolgedessen liegt fast die gesamte an die Elektroden angelegte Spannung an dieser sehr dünnen Berührungsschicht. Es treten dort sehr hohe Feldstärken auf (bis 2×10^6 V/cm berechnet), desgleichen die bekannten meßbaren Kraftwirkungen. Eine angelegte Wechselspannung führt in der einen Stromrichtung, vom Metall zum Halbleiter, zu einer Elektronenabtrennung und Elektronenwanderung in dieser Richtung, welche Stromfluß bedeutet. In der umgekehrten Richtung fließt fast kein Strom.

Der Effekt ist demnach gebunden an die Existenz sehr hoher Feldstärken, der hier durch den reinen Übergangswiderstand zwischen Halbleiter und Metall realisiert wird, und einseitige Elektronenabtrennung.

Versuche zeigen, daß bei symmetrischer Anordnung (s. Fig. 2) zwar auf jeder Seite Kraftwirkung, jedoch keine Gleichrichterwirkung erzielt wird, weil beiderseitige Elektronenabtrennung auftritt. Durch Verschiebung des Nullpunktes der Charakteristik mittels einer Hilfsspannung kann eine Gleichrichterwirkung hervorgerufen werden.

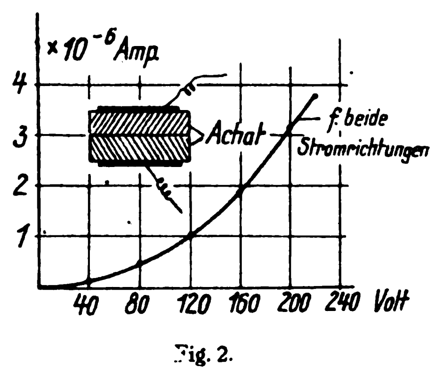


Fig. 2.

Die Stärke der Gleichrichtung ändert sich mit der Art der Beschaffenheit der Kontaktoberflächen, entsprechend den verschiedenen Feldstärken. Die Art des Metalles ist ohne Einfluß, desgleichen Dicke und Widerstand des Halbleiters, solange letzterer nicht in die Größenordnung des reinen Übergangswiderstandes kommt.

Zur Stromzuführung zum Halbleiter wird zweckmäßig eine durch Versilberung hergestellte Belegung benutzt.

Die gebräuchlichen Detektoren mit teilweise beiderseits Elektronenleitern als Elektroden (Metall-Bleiglanz, Pyrit-Metall usw.) widersprechen anscheinend dieser Theorie der einseitigen Elektronenabtrennung, doch scheinen hier die erforderlichen Bedingungen durch das Auftreten einer ionenleitenden Schicht erzeugt zu werden.

E. Döring.

F. Ollendorf. Die Elektronenröhrenverstärker im Wechselstromkreise. (Mitteilung aus dem elektrotechn. Institut der Techn. Hochschule Danzig) Archiv f. Elektrot., XIII, 4.

Schaltet man eine Elektronenröhre in einen Wechselstromkreis ein, so fließen, auch wenn keine Elektronen als Elektrizitätsträger vorhanden sind, doch Ströme in den Zuleitungen, die die Verschiebungsströme des elektrischen Wechselfeldes schließen. Diese Ströme überlagern sich den Strömen, die die durch Elektronen weggeführten Ladungen zu kompensieren haben. Die Gesamtströme, die den Elektroden zufließen, sind daher jetzt nicht mehr eindeutige Funktionen der Spannungen, sondern auch von der zeit-

lichen Änderung der Spannungen, bei Wechselströmen also von der Frequenz, abhängig. Gegenüber den Elektronenströmen treten die Verschiebungsströme um so mehr hervor, je höher die Frequenz ist, bei sehr hoher Frequenz sind sie also streng zu berücksichtigen. Dadurch gelangt man zu „allgemeinen" Gleichungen des Verstärkers. Die vorliegende Arbeit stellt sich die Ableitung dieser Gleichungen und ihre Diskussion für den quasistationären Zustand zur Aufgabe.

Im folgenden sind die Gleichstromgrößen mit e_{g0}, e_{a0}, i_{ael0} bezeichnet, die Wechselstromgrößen mit $\mathfrak{e}_g$, $\mathfrak{e}_a$, $\mathfrak{i}_{ael}$. Dann findet man für Gitterspannung, Anodenspannung und Anodenstrom

$$\left.\begin{aligned} e_g &= e_{g0} + \mathfrak{e}_g \\ e_a &= e_{a0} + \mathfrak{e}_a \\ i_{ael} &= i_{ael0} + \mathfrak{i}_{ael} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Die bekannte Gleichung der Kennlinie sieht damit folgendermaßen aus:

$$i_{ael0} + \mathfrak{i}_{ael} = C\,(e_{g0} + D e_{a0} + [\mathfrak{e}_g + D\mathfrak{e}_a]). \quad (2)$$

Beim Verstärker ist stets $\mathfrak{e}_g + D\mathfrak{e}_a$ so klein, daß (2) in eine Taylor'sche Reihe entwickelt werden kann, die nach dem ersten Gliede abgebrochen werden darf.

Daraus ergibt sich dann

$$i_{ael0} + \mathfrak{i}_{ael} = C\,(e_{g0} + D e_{a0}) + (\mathfrak{e}_g + D\mathfrak{e}_a) \cdot C'\,(e_{g0} + D e_{a0}) \quad (3)$$

Die Trennung der Gleichstrom- und Wechselstromanteile in (3) ergibt

$$i_{ael} = C\,(e_{g0} + D e_{a0}). \quad (4)$$

$$\mathfrak{i}_{ael} = (\mathfrak{e}_g + D\mathfrak{e}_a) \cdot C'\,(e_{g0} + D e_{a0}), \quad (5)$$

Für alle Wechselstromerscheinungen ist (5) sehr wichtig. Man erzielt bei gegebenen $\mathfrak{e}_g$ und $\mathfrak{e}_a$ eine um so kräftigere Verstärkung, je größer der Wert $C'\,(e_{g0} + D e_{a0})$ ist. e_{g0} ist gegeben durch die Bedingung, den Gitterstrom zu null zu machen. Die Größe $C'\,(e_{g0} + D e_{a0})$ enthält dann als Variable nur noch die Verschiebungsspannung $D e_{a0}$. Diese beeinflußt nach (3) aber den Anodenruhestrom, der unerwünscht und möglichst klein zu halten ist. Da $C'\,(e_{g0} + D e_{a0})$ gleich der Steilheit der Röhre ist, geht (5) über in

$$\mathfrak{i}_a = (\mathfrak{e}_g + D\mathfrak{e}_a) \cdot S. \quad (6)$$

Fig. 1 zeigt die Röhre mit eingetragener Richtung der Ströme und Spannungen. Sie nimmt hiernach im Anodensowohl wie im Gitterkreise Leistung auf. Der Verstärker

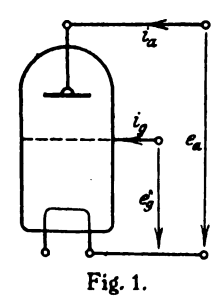


Fig. 1.

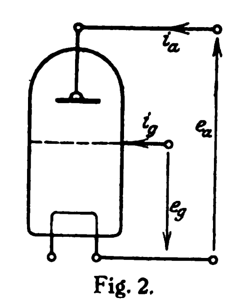


Fig. 2.

soll aber nur im Gitterkreise Leistung aufnehmen, im Anodenkreise dagegen Leistung abgeben. Dazu kommt man, wenn man die zweite der Gleichungen (1) abändert und ihr die Form

$$e_a = e_{a0} - \mathfrak{e}_a. \quad (1a)$$

gibt. Dann nimmt (5) die Form an

$$\mathfrak{i}_{ael} = (\mathfrak{e}_g - D\mathfrak{e}_a) \cdot S. \quad (5a)$$

In dieser Zählrichtung ist die Röhre in Fig. 2 dargestellt.

Die auf den Elektroden befindlichen Ladungen erhält man aus den Maxwell'schen Kapazitätsgleichungen. Deren Wechselanteile ergeben sich mit den Bezeichnungen von Fig. 2 zu

$$\text{Gitterladung } q_g = C_g\,\mathfrak{e}_g + C_{ga}\,(\mathfrak{e}_a + \mathfrak{e}_g) = C^g\,\mathfrak{e}_g + C_{ga}\,\mathfrak{e}_a \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{Anodenladung } q_a &= - C_a \cdot \mathfrak{e}_a - C_{ga}\,(\mathfrak{e}_a + \mathfrak{e}_g) \\ &= - C^a\,\mathfrak{e}_a - C_{ga} \cdot \mathfrak{e}_g \end{aligned} \quad (8)$$

$$C^g = C_g + C_{ga}$$
$$C^a = C_a + C_{ga}$$

(Diese, vom Verfasser gewählte Bezeichnung, erscheint dem Referenten als sehr ungeschickt. Durch die Höhe der Stellung des Index eine Verschiedenheit ausdrücken wollen, ist ein recht unglücklicher Gedanke. C_{as} und C_{gs} oder eine ähnliche Bezeichnung hätten den gleichen Dienst getan und wären besser lesbar gewesen. Wozu gibt es einen *AEF*?)

Aus den Ladungen findet man durch Differentiation die Ladeströme

$$i_{ge} = C^g \frac{d\mathfrak{e}_g}{dt} + C_{ga} \frac{d\mathfrak{e}_a}{dt} \quad (9)$$

$$i_{ae} = - C^a \frac{d\mathfrak{e}_a}{dt} - C_{ga} \frac{d\mathfrak{e}_g}{dt} \quad (10)$$

Durch Addition der Elektronenströme zu den Ladeströmen findet man die allgemeinen Gleichungen der Verstärkerröhre. Da der Gitterstrom nach Voraussetzung gleich null sein soll, reduziert sich die Gleichung für den Gitterstrom auf diejenige des Ladestromes.

$$i_g = C^g \frac{d\mathfrak{e}_g}{dt} + C_{ga} \frac{d\mathfrak{e}_a}{dt} \quad (11)$$

$$i_a = S\,\mathfrak{e}_g - D \cdot S\,\mathfrak{e}_a - C^a \frac{d\mathfrak{e}_a}{dt} - C_{ga} \frac{d\mathfrak{e}_g}{dt} \quad (12)$$

Diese Gleichungen umfassen das Verhalten des Verstärkers in allen Fällen, sowohl stationäre wie nichtstationäre (Schalt-) Vorgänge, insbesondere auch das Verhalten im Wechselstromkreise. Sie zeigen eine bemerkenswerte Ähnlichkeit mit den Gleichungen eines Kommutatorgenerators. Für das Produkt DS kann man auch G_i, den inneren Leitwert der Röhre einsetzen.

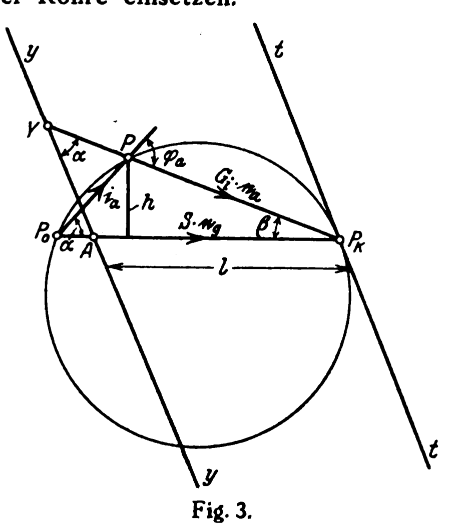


Fig. 3.

Bei langsamen Schwingungen, bei denen die Ladeströme gegenüber den Elektronenströmen verschwinden, reduzieren sich die Gleichungen (11) und (12) zu

$$i_g = 0 \quad (13)$$

$$i_a = S\,\mathfrak{e}_g - G_i\,\mathfrak{e}_a \quad (14)$$

Gitter- und Anodenkreis sind unabhängig von einander, der Gitterkreis wird von der Röhre überhaupt nicht beeinflußt.

Die in (14) eingehenden Ströme und Spannungen seien einfach-harmonische Funktionen der Zeit. Die Belastung im Anodenkreise soll durch konstante Widerstände, Kapazitäten und Induktivitäten gebildet sein, so daß die Belastung mit dem komplexen Anodenleitwert $\mathfrak{y}_a$ durch

$$\mathfrak{i}_a = \mathfrak{e}_a \cdot \mathfrak{y}_a \tag{15}$$

dargestellt werden kann.

Die Abhängigkeit von $\mathfrak{i}_a$, $\mathfrak{e}_a$ und Anodenleistung N_a von $\mathfrak{y}_a$ bei gegebenen $\mathfrak{e}_g$ ist leicht zu übersehen, wenn man konstante Phasenverschiebung S_a zwischen $\mathfrak{e}_a$ und $\mathfrak{i}_a$ bei beliebigen Werten von $y_a = |\mathfrak{y}_a|$ annimmt. Dann wird Gleichung (14) durch das Vektordiagramm Fig. 3 dargestellt. Der Belastungspunkt P bewegt sich bei konstantem y_a auf einem Kreise über $S \cdot \mathfrak{e}_g$ als Sehne.

Bei Kurzschluß ($y_a = \infty$) fällt der Belastungspunkt P mit P_k zusammen $u_a = 0$. Bei abnehmendem y_a wandert er auf dem Anodenarbeitskreis entlang, bis er bei $y_a = 0$ (Leerlauf) mit P_0 ($i_a = 0$) zusammenfällt. Um für einen beliebigen Arbeitspunkt y_a zu finden, trägt man von P_k aus auf $P_k\, P_o$ das beliebige Stück ab und zieht durch den gewonnenen Endpunkt A die Parallele $y\,y$ zur Kreistangente $t\,t$ in P_k. Unter Berücksichtigung der Beziehung (15) folgt dann aus einfachen geometrischen und trigonometrischen Überlegungen

$$Y\,A = l\,\frac{Y_a}{G_i} \tag{16}$$

Da G_i eine Röhrenkonstante, l eine Zeichnungsgröße ist, hat man also in $Y\,A$ ein Maß für den Leitwert.

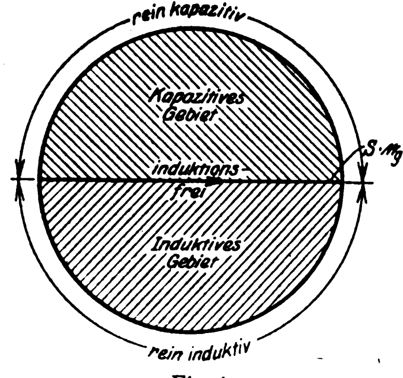


Fig. 4.

Bei $\varphi_a = O$ (induktionsfreie Belastung) wenden $\mathfrak{e}_g$, $\mathfrak{i}_a$ und $\mathfrak{e}_a$ gleichphasig, der Anodenarbeitskreis wird zur Graden (Fig. 4). Induktive und kapazitive Belastung mit gleichem Absolutwert der Phasenverschiebung geben zueinander spiegelbildlich liegende Kreise, die bei rein induktiver und rein kapazitiver Belastung in zwei sich überdeckende Vollkreise übergehen.

Die Größe der Anodenleistung ist

$$N_a = |\mathfrak{e}_a| \cdot |\mathfrak{i}_a| \cdot \cos\varphi_a \tag{17}$$

Aus geometrischen Überlegungen folgt

$$h = N_a \cdot t_g\,\varphi_a \cdot \frac{D}{\mathfrak{e}_g} \tag{18}$$

h ist also das Maß der Leistung, da $S\,a$ und $|\mathfrak{e}_g|$ Betriebskonstanten, G_i und S Röhrenkonstanten sind. Statt h selbst zu benutzen, kann man durch die Betriebspunkte, für die N_a bestimmt werden soll, Parallelen zu $P_o\, P_k$ ziehen, die auf einer beliebigen Senkrechten $N\,N$ zu $P_o\, P_k$ die Stücke h abschneiden (Fig. 5).

Als Verstärkungsgrad bezeichnet man das Verhältnis der Anodenleistung zu Gitterleistung

$$\eta_v = \frac{N_a}{N_G} \tag{19}$$

Da die Gitterleistung gleich null vorausgesetzt wurde, würde der Verstärkungsgrad unendlich werden. Indessen tritt an die Stelle des Gitterkreises der Gittereingangskreis mit seinem Energieverbrauch

$$N_G = G_G\,|\mathfrak{e}_g|^2 \tag{20}$$

G = Wirkleitwert der Eingangsanordnung.

Bei konstantem $|\mathfrak{e}_g|$ ist N_g ebenfalls konstant und daher η_v proportional N_a. Daher stellt in Fig. 5 die auf $N\,N$ projizierte Strecke h auch η_v dar.

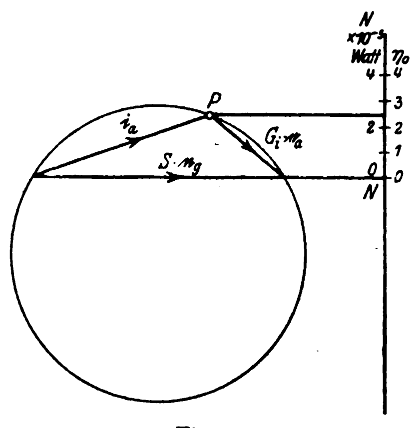


Fig. 5.

Das Verhalten des Verstärkers bei Hochfrequenz ist nun nicht mehr allein von den Elektronenströmen bedingt, sondern hier sind auch die Ladeströme zu berücksichtigen. Nimmt man die Belastung in gleicher Weise an wie bisher und setzt voraus, daß auch die Gitterspannung eine harmonische Funktion sei, so wird ein partikuläres Integral der Gleichungen (11) und (12) zu finden sein.

Bei Leerlauf der Röhre ergibt sich

$$\mathfrak{e}_g = \frac{G^i + C^a\,j\cdot\omega}{S - C_{ag}\,j\cdot\omega}\,\mathfrak{e}_{ao} \tag{21}$$

$$\mathfrak{i}_g = \left(j\,\omega\cdot C_{ag} + j\,\omega C^g\,\frac{G^i + C^a\,j\,\omega}{S - C_{ag}\,j\omega}\right)\mathfrak{e}_{ao} \tag{22}$$

Die sich ausbildende Leerlaufspannung $\mathfrak{e}_{ao}$ ist in Größe und Phase bestimmt durch das Übersetzungsverhältnis

$$\mathfrak{u}_0 = \frac{G^i + C^a\,j\,\omega}{S - C_{ag}\,j\,\omega} \tag{23}$$

Der vom Gitter aufgenommene Leerlaufstrom ist durch Division von (22) durch (21) gegeben. Der Leerlaufsleitwert beträgt dann

$$\mathfrak{y}_0 = \left(j\,\omega\cdot C_{ag} + j\,\omega\,C^g\,\frac{G^i + C^a\,j\,\omega}{S - C_{ag}\,j\,\omega}\right)\cdot\frac{1}{\mathfrak{u}_0} \tag{24}$$

Die entsprechenden Werte für den Kurzschlußzustand betragen

$$\mathfrak{e}_g = \frac{1}{S - C_{ag}\,j\,\omega}\cdot i_{ak} \tag{25}$$

$$i_{gk} = \frac{C^g\,j\,\omega}{S - C_{ag}\,j\,\omega}\cdot i_{ak} \tag{26}$$

und der Gitterkurzschlußstrom

$$i_{gk} = C^g\,j\,\omega\,\mathfrak{e}_g \tag{27}$$

$$\mathfrak{z}_k = \frac{1}{C^g\,j\cdot\omega} \tag{28}$$

wo $\mathfrak{z}_k$ der Kurzschlußwiderstand des Gitterkreises ist.

Der Anodenkurzschlußstrom ist aus dem Gitterkurzschlußstrom durch das Übersetzungsverhältnis

$$\mathfrak{u}_k = \frac{C_g \cdot j\,\omega}{S - C_{ag}\,j\,\omega} \qquad (29)$$

zu berechnen.

Durch Einführung der Übersetzungsverhältnisse des Leerlaufsleitwertes und des Kurzschlußleitwertes in die Gleichungen (21) und (22) erhalten wir die Hauptgleichungen der Verstärker-Röhre

$$\mathfrak{e}_g = \mathfrak{u}_0 \cdot \mathfrak{e}_a + \mathfrak{u}_k\,\mathfrak{z}_k \cdot \mathfrak{i}_a \qquad (30)$$

$$\mathfrak{i}_g = \mathfrak{u}_0 \cdot \mathfrak{y}_0 \cdot \mathfrak{e}_a + \mathfrak{u}_k \cdot \mathfrak{i}_a \qquad (31)$$

Für die Determinante des Systems (21) (22) ergibt sich eine einfache und sehr wichtige Beziehung. Man findet durch einfache Rechnung

$$\Delta = \mathfrak{u}_0\,\mathfrak{u}_k(1 - \mathfrak{y}_0\,\mathfrak{z}_k) = \frac{-j\,\omega\,C_{ag}}{S - j\,\omega\,C_{ag}} \qquad (32)$$

Zerlegt man sie in Absolutwert und Phasenwinkel $\Delta = |\Delta| \cdot e^{j\delta}$ so ergibt sich, wenn man

$$\frac{\omega\,C_{ag}}{S} = v \qquad (33)$$

setzt

$$|\Delta| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{v^2}}} = \frac{v}{\sqrt{1 + v^2}} \qquad \operatorname{tg}\delta = \frac{1}{v} \qquad (34)$$

Bei einem sogenannten Vierpol, dessen Gleichungen wie die Hauptgleichungen der Verstärker-Röhre gebaut sind, ist diese Determinante dagegen reell und ihr Betrag ist 1. Bei der Verstärker-Röhre sind die Abweichungen von diesem Verhalten gegeben durch die Größe v, die deshalb als bestimmendes Merkmal der Verstärker-Röhre zu bezeichnen ist. Die Gleichungen lassen auch klar die Schwierigkeiten eines Hochfrequenzverstärkers für sehr hohe Frequenzen erkennen, da sich mit wachsender Frequenz die Eigenschaften der Röhre immer mehr denen eines Vierpoles mit $\Delta = 1$ annähern.

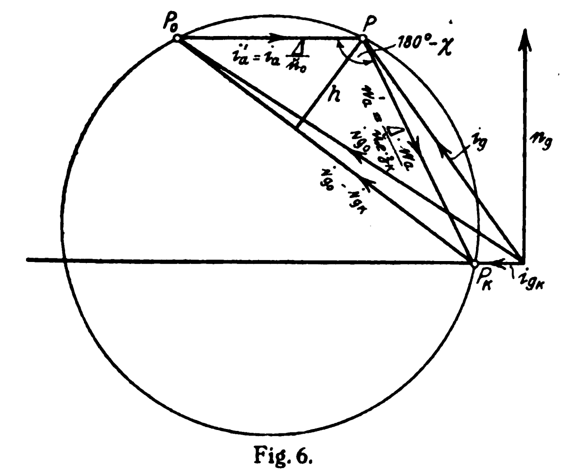


Fig. 6.

Der Ort des Gitterstromvektors ist ein Kreis, der über der Sehne $(\mathfrak{i}_{g0} - \mathfrak{i}_{gk})$ den Winkel

$$180^0 - (\varphi_a + \lambda_k + \varphi_k - \lambda_0) = 180^0 - \chi \qquad (35)$$

als Peripheriewinkel faßt, vgl. Fig. 6. Dieser Winkel ist auch darstellbar durch

$$\chi = +\operatorname{arc\,tg}\left(-\frac{v_a}{D}\right) + \varphi_a \qquad (36)$$

der geometrische Ort der Vektoren $\mathfrak{e}_a$ und $\mathfrak{i}_a$ sind gleichfalls Kreise.

Die Kreise, die beliebigen Anodenbelastungen entsprechen, erfüllen die ganze Ebene. Bedeutung für die Wirkung der Röhre als Verstärker haben aber nur diejenigen Teilgebiete der Ebene, für die die Anodenleistung

$$N_a = |\mathfrak{e}_a| \cdot |\mathfrak{i}_a| \cdot \cos\varphi_a \qquad (37)$$

positiv ist. Daher muß im Arbeitsgebiete des Verstärkers $\cos\varphi_a \geqq 0$ sein.

Daraus folgt unter Berücksichtigung von (36)

$$\operatorname{arc\,tg}\left(-\frac{v_a}{D}\right) - 90^0 \leqq \sphericalangle(\mathfrak{i}_a', \mathfrak{e}_a') \leqq \operatorname{arc\,tg}\left(-\frac{v_a}{D}\right) + 90^0 \qquad (38)$$

Der Arbeitskreis ist gleich dem in Fig. 7 dargestellten Vollkreise, wenn die Gleichheitszeichen benutzt werden. Da in ihm die Anodenleistung verschwindet, heißt er „Blindkreis". Die Ungleichung (38) definiert das innerhalb des Blindkreises gelegene Arbeitsgebiet der Röhre. Wird dem Anodenkreise Energie zugeführt, so wandert der Arbeitspunkt in den äußeren Bereich.

Zeichnet man den Arbeitsbogen ein, der bei reiner Wirkbelastung durchlaufen wird, und der durch die Bedingung $\varphi_a = o$ gegeben ist, so bildet er die Grenze zwischen kapazitivem und induktivem Arbeitsgebiet.

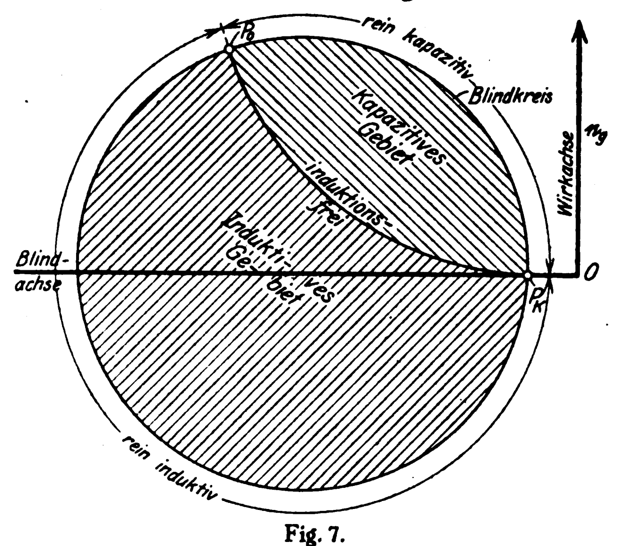


Fig. 7.

In Fig. 7 haben wir die Achse des Gitterspannungsvektors $\mathfrak{e}_g$ als Wirkachse, die dazu senkrechte Achse als Blindachse bezeichnet. Die Gitterleistung ist

$$N_g = |\mathfrak{e}_g| \cdot |\mathfrak{i}_g| \cdot \cos(\mathfrak{e}_g\,\mathfrak{i}_g) \qquad (39)$$

sie liefert uns, unter Beachtung der Voraussetzung

$$|\mathfrak{e}_g| = \text{const.}$$

den Gitterwirkstrom

$$\mathfrak{i}_{gw} = \mathfrak{i}_g \cdot \cos(\mathfrak{e}_g \cdot \mathfrak{i}_g) \qquad (40)$$

Der Wirkstrom ist gegeben als Abstand des Arbeitspunktes von der Blindachse. Da das Arbeitsgebiet beiderseitig der Blindachse gelegen ist, so folgt daraus, daß der Verstärker bei Leistungsabgabe des Anodenkreises im Gitterkreise sowohl leistungsverzehrend wie leistungserzeugend wirken kann. Es ist interessant, daß der Bereich der Leistungserzeugung, also der Selbsterregung, nur bei induktiver Belastung im Anodenkreise durchlaufen wird.

Der Verstärkungsgrad $\eta_v = \frac{N_a}{N_g}$ läßt sich leicht aus dem Kreisdiagramm entnehmen. Denn die Höhe des Belastungspunktes über der Blindachse ist ein Maß des Gitterwirkstromes, während in Fig. 6 die Senkrechte von P auf $P_o\,P_k$ ein Maß der Anodenleistung ist.

Auf andere Weise läßt sich die Anodenleistung noch weit bequemer darstellen. Durch $\mathfrak{e}_g^*$ und $\mathfrak{e}_a^*$ werden die zu $\mathfrak{e}_g$ und $\mathfrak{e}_a$ konjugiert imaginären Werte bezeichnet. Durch Multiplikation beider findet man

$$\mathfrak{e}_g^* \cdot \mathfrak{i}_g = C_g\, j\, \omega \,|\, \mathfrak{e}_g^2 \,| + C_{ga} \cdot j\, \omega\, \mathfrak{e}_g^* \mathfrak{e}_a \tag{41}$$

$$\mathfrak{e}_a^* \cdot \mathfrak{i}_a = S \cdot \mathfrak{e}_g \cdot \mathfrak{e}_a^* - G_i \,|\, \mathfrak{e}_a^2 \,| - C_a\, j\, \omega \,|\, \mathfrak{e}_a \,|^2 - C_{ga}\, j \omega\, \mathfrak{e}_a \mathfrak{e}_g \tag{42}$$

Durch Abspaltung der reellen Teile und Berücksichtigung der Beziehungen

$$N_g = \Re\,(\mathfrak{e}_g^* \cdot \mathfrak{i}_g) \tag{43}$$

$$N_a = \Re\,(\mathfrak{e}_a^* \cdot \mathfrak{i}_a) \tag{44}$$

sowie durch Subtraktion von (42) von (41) findet man

$$N_g = N_a - S \cdot \Re\,(\mathfrak{e}_g \cdot \mathfrak{e}_a^*) + G_i \,|\, \mathfrak{e}_a^2 \,| \tag{45}$$

oder

$$N_g = N_a + G_i \,|\, \mathfrak{e}_a^2 \,| - S \,|\, \mathfrak{e}_g \,| \cdot |\, \mathfrak{e}_a \,| \cdot \cos |\, \mathfrak{e}_g \,| \cdot |\, \mathfrak{e}_a \,| \tag{46}$$

Hieraus ist zu ersehen, daß es Werte geben muß, für die der Verstärkungsgrad gleich 1 wird. Für diesen Fall findet man

$$\frac{\mathfrak{e}_a'}{\sin\,(\mathfrak{e}_g \cdot \mathfrak{e}_a')} = \omega\, C_{ag} \cdot \frac{S}{G_i} \,|\, \mathfrak{e}_g \,| = \frac{\omega\, C_{ag}}{D} \,|\, \mathfrak{e}_g \,| \tag{47}$$

wobei

$$\mathfrak{e}_a' = \frac{\mathfrak{e}_a\, \Delta}{\mathfrak{u}_k \cdot \mathfrak{z}_k} \quad \text{ist.} \tag{48}$$

Gleichung (47) wird durch Fig. 8 dargestellt. Die Endpunkte sämtlicher Vektoren $\mathfrak{e}_a$, die der Bedingung $\eta_v = 1$ genügen, liegen auf einem Halbkreise über dem Durchmesser $|\mathfrak{e}_g| \cdot \frac{\omega\, l_{ag}}{D}$ Dieser Kreis heißt Grenzkreis.

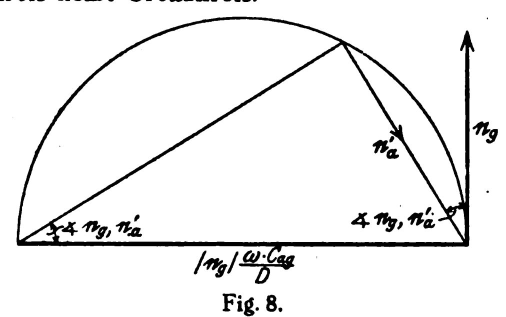


Fig. 8.

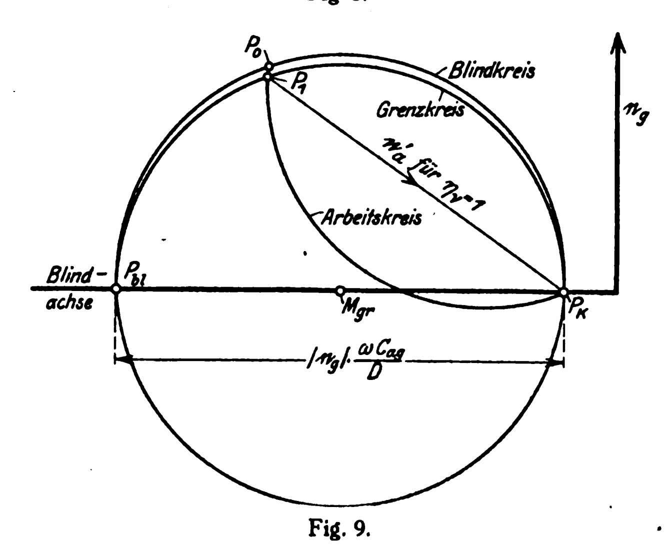


Fig. 9.

Um $\mathfrak{e}_a'$ für $\eta_v = 1$ eindeutig zu bestimmen, wird der Durchmesser $|\,\mathfrak{e}_g\,| \frac{\omega\, C_{ag}}{D}$ in Richtung der Blindachse gelegt, wobei sein Endpunkt mit dem Kurzschlußpunkt eines Arbeitskreises zusammenfällt. In Fig. 9 sind Grenzkreis und Arbeitskreis zusammen gezeichnet, $\mathfrak{e}_a'$ ist der Vektor vom Kurzschlußpunkte zum Arbeitspunkte. Für $\mu = 1$ muß der Arbeitspunkt auf dem Grenzkreise liegen. D. h.: für einen beliebigen Arbeitskreis liefert der Schnittpunkt P_1 mit dem Grenzkreise denjenigen Arbeitspunkt, für den der Verstärkungsgrad gleich 1 wird. Der Grenzkreis wiederum ist bestimmt durch Kurzschlußpunkt und Schnittpunkt P_{bl} des Blindkreises mit der Blindachse; sein Mittelpunkt liegt auf der Blindachse (Fig. 9).

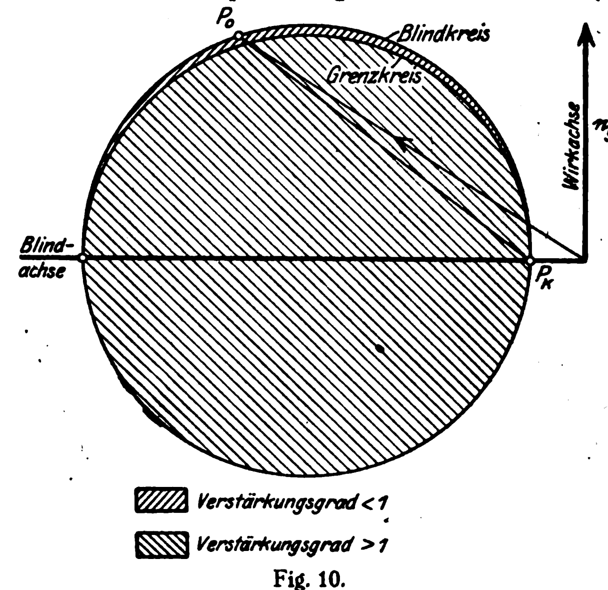


Fig. 10.

Zeichnet man Blindkreis und Grenzkreis in ein Diagramm, so teilt dieser das innerhalb des Blindkreises gelegene Arbeitsgebiet in zwei Bereiche, in einen solchen mit $\eta_v < 1$ (Abschwächung) und einen solchen mit $\eta_v > 1$ (Verstärkung). Die Ursache der Abschwächung ist die starke Phasenverschiebung im Anodenkreise (Fig. 10).

Für diejenigen Arbeitskreise, die einen Punkt P_1 besitzen, ist eine einfache Konstruktion zur Darstellung der Leistungen möglich. In Fig. 11 bedeutet P einen beliebigen Arbeitspunkt, dann sind die Lote h_g auf die Blindachse und h_a auf die Grade $P_0\, P_k$ durch ihre Länge zwischen Arbeitspunkt und Fußpunkt ein Maß der Leistungen. Statt

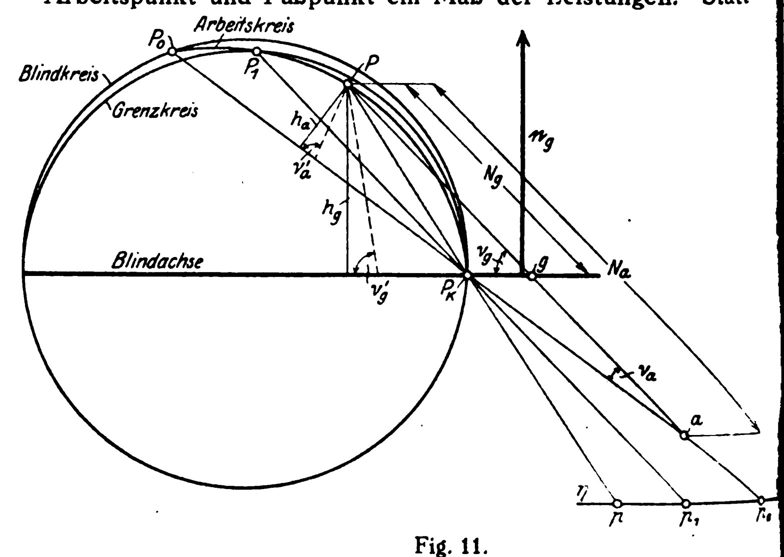


Fig. 11.

der Lote kann man auch beliebige andere Gerade verwenden, die mit den Loten die Winkel ν'_g und ν'_a bilden. Besonders zweckmäßig ist eine solche Wahl der Winkel, daß die Leistungen in gleichem Maßstabe erscheinen. Das leistet eine zu $P_1\, P_k$ durch P gezogene Parallele. P_g entspricht der Gitterleistung P der Anodenleistung. Daß die Strecken

beide Leistungen im richtigen Maßstabe darstellen, ergibt sich, wenn man den Betriebspunkt P mit P_1 auf dem Grenzkreise zusammenfallen läßt. Dann rücken sowohl a wie g

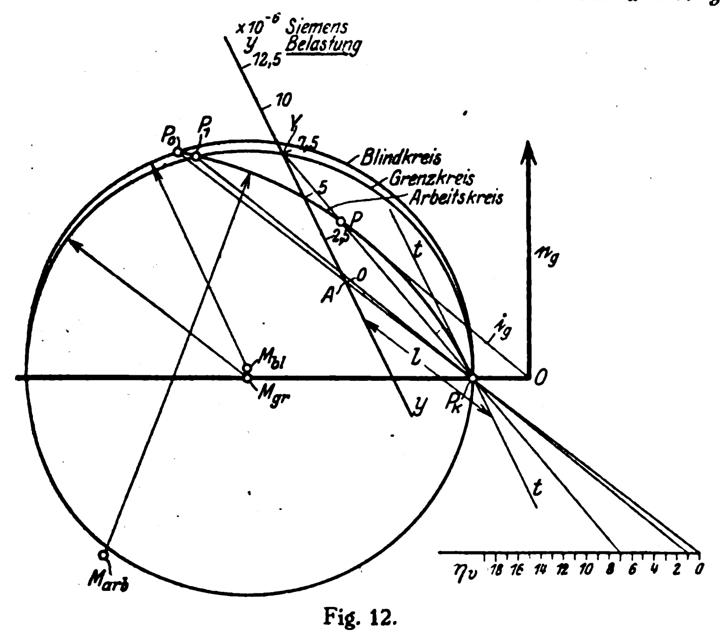


Fig. 12.

nach P_k, wie es auch der Fall sein muß, da für den Grenzkreis $\eta_v = 1$ ist. Auf der Wagerechten $\eta - \eta$ kann der Verstärkungsgrad unmittelbar abgelesen werden, ist $p_1\ p^0$ seine Einheit, so wird er durch pp_0 gemessen.

Zum Schlusse werden die entwickelten Gleichungen und Diagramme auf eine Röhre mit den Konstanten $S = 10^{-4}$ Amp/V, $D = 0{,}07$ angewendet. Die Diagramme für kapazitive und induktive Belastung sind in Fig. 12 und 13 wiedergegeben. In beiden Fällen ist der Höchstwert der Ver-

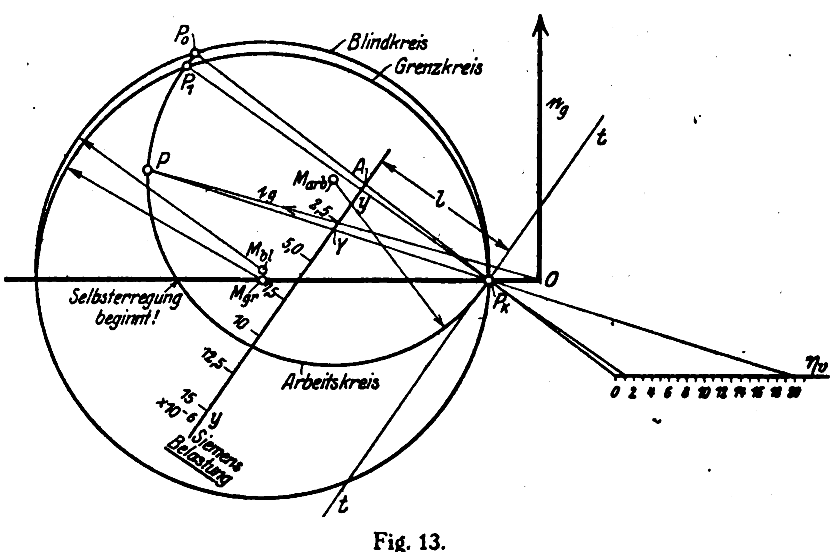


Fig. 13.

stärkung nicht ausnutzbar, im letzteren Falle führt seine Überschreitung zu negativen Werten, d. h. Dämpfungsverminderung oder Selbsterregung, d. h. zum Huth-Kühn'schen Röhrensender. A. Hamm.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Einrichtungen zur mehrfachen Telephonie und Telegraphie.

D.R.P. 410 677. Einrichtung zur mehrfachen Telephonie und Telegraphie. L. von Kramolin in München. Patentiert im Deutschen Reiche vom 7. Oktober 1923 ab. Ausgegeben am 5. März 1925. Zus. z. Pat. 398 789.

Das Hauptpatent 398 789 betrifft ein Verfahren und eine Einrichtung zur Verhinderung des Mithörens beim Telephon- und Telegraphenverkehrs mittels elektrischer Wellen und zum Vielfachverkehr mittels elektromagnetischer Wellen. Zur Erreichung des genannten Zweckes wird eine Verteileranordnung benutzt, bei der ein Strahlenbündel oder eine bewegte Gasstrecke als Schaltarm dient. Die vorliegende Erfindung betrifft eine weitere Ausbildung der im Hauptpatent angegebenen Anordnung eines trägheitslosen Verteilers und besteht darin, daß die drehende oder hin und her gehende Bewegung der Verteilerstrahlen durch eine abwechselnde Änderung der Leitfähigkeit der Gasstrecke bzw. der Strahlenbahnen ersetzt wird. Ein Ausführungsbeispiel, das einem viersegmentigen Verteiler entspricht, ist in Fig. 1 dargestellt. In den Anodenleitungen der vier Röhren sind die vier der Reihe nach an die Fernleitung I, II anzuschließenden Apparateteile 1 bis 4 eingeschaltet. Zur Beeinflussung der Leitfähigkeit der vier Röhren dient ein Wechselstrom, der zwischen der Doppelleitung I, II einerseits und der Erde anderseits fließt. Am Sender und Empfänger wird dieser Wechselstrom durch Induktivitäten hochohmiger Widerstände und eventueller Kapazitäten mit Hilfe einer Kunstphase in Drehstrom umgeformt. Dieser Drehstrom wird in einen Ringtransformator geleitet, dessen

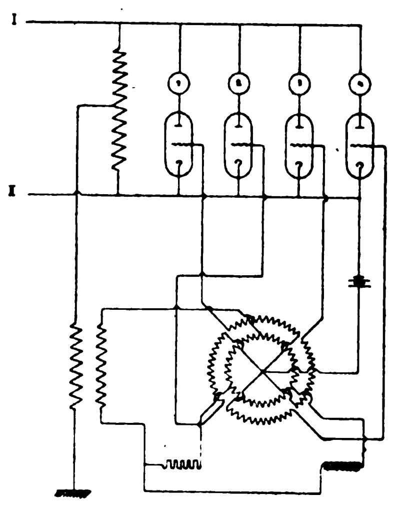


Fig. 1.

Sekundäre je nach Anzahl der verwandten Röhren, im vorliegenden Beispiel also vierphasig, ausgebildet ist, wobei der Nullpunkt der sekundären Wicklung mit der gemeinsamen Kathodenleitung verbunden ist, während die offenen Enden

der Sekundären an die einzelnen Gitter der zu beeinflussenden Röhren geführt sind. In ähnlicher Weise, wie im vorliegenden Beispiel mit einer Doppelleitung ausgeführt, läßt sich das System auch für drahtlose Übermittlung verwenden.

D.R.P. 411 898. Verfahren zum Betriebe von trägheitslosen Verteilern. Ladislaus v. Kramolin in München. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. September 1923 ab. Ausgegeben am 9. April 1925. Zus. z. Pat. 398 789.

Diese Erfindung stellt ein einfaches Mittel dar, um für trägheitslose Verteiler nach dem Hauptpatent 398 789 eine Frequenz der Schwingungs- bzw. Umdrehungszahl (Steuerfrequenz) zu erhalten, die wesentlich tiefer liegt als die der Welle, welche man für die Übertragung durch den Raum benutzt, ohne daß eine Frequenztransformation o. dgl. erforderlich wäre. Das Mittel besteht darin, der strahlenden Welle in ähnlicher Weise wie bei der drahtlosen Telephonie

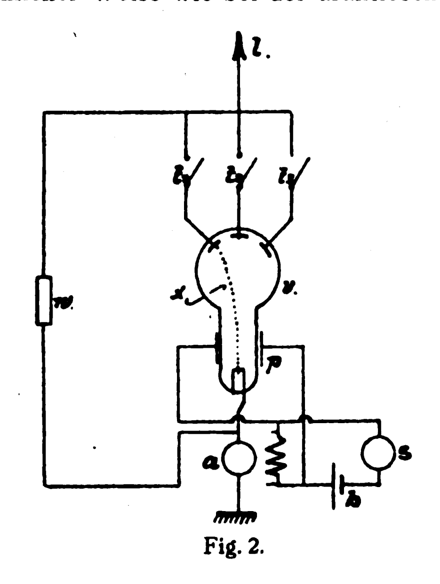


Fig. 2.

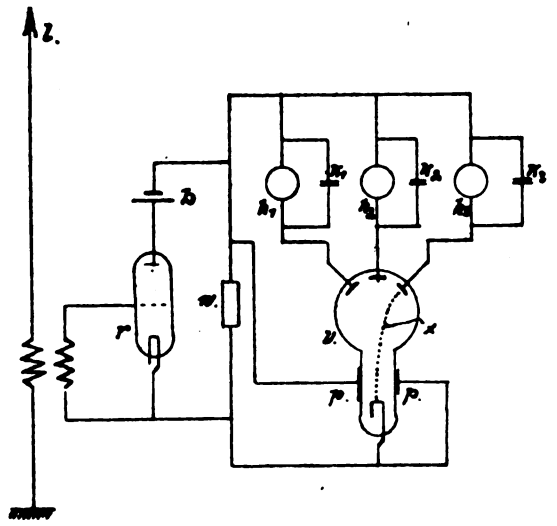


Fig. 3.

Amplitudenänderungen aufzudrücken, die der Steuerfrequenz entsprechen. Eine einfache Anordnung für den Sender zeigt Fig 2. Die Ablenkung der Elektronen oder Ionen (leitende Gasstrecke x) im Verteiler v erfolgt elektrostatisch durch die Platten pp, die von einer die Steuerfrequenz (z. B. 1000 Perioden) liefernden Wechselstromquelle s erregt werden. Gleichzeitig wird von ihr das Feld der Hochfrequenzmaschine a erregt und dadurch der in dem Luftdraht l gesandten Welle die Steuerfrequenz aufgedrückt. Damit keine Frequenzverdoppelung eintritt, ist am Erregerstromkreise eine zusätzliche Gleichstromquelle b vorgesehen. Der Verteiler schaltet abwechselnd die (beispielsweise drei) Telegraphiertaster t_1, t_2, t_3 ein. Ein Widerstand w bewirkt, daß auch, wenn einer oder mehrere Taster offen sind, ein Strom im Luftdrahte fließt. Beim Empfänger (Fig. 3) wird die vom Luftdrahte l aufgenommene Hochfrequenzwelle durch die Elektronenröhre r in bekannter Weise verarbeitet. Der der Anodenbatterie b entnommene Strom führt nur mehr die für phonischen Empfang geeignete Steuerfrequenz, die an die Platten pp des Verteilers v geleitet wird. Der Verteiler speist die Telephone h_1, h_2, h_3 derart, daß man mit demselben die Zeichen der entsprechenden Taster des Senders abhören kann. Die den Telephonen parallel gelegten Kondensatoren k dienen zur Beseitigung von Knackgeräuschen. Der Widerstand w wird zweckmäßig durch ein auf die Steuerfrequenz abgestimmtes Schwingungssystem ersetzt.

D. R. P. 412 763. Einrichtung für Vielfach-Drahttelegraphie oder -Telephonie. Ladislaus v. Kramolin in München. Patentiert vom 27. September 1923 ab. Ausgegeben am 27. April 1925. Zus. z. Pat. 398 789.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung für Vielfach-Drahttelegraphie oder -Telephonie mit Hilfe von Verteilern nach Patent 398 789 und kennzeichnet sich dadurch, daß die den Synchronismus des Empfängerverteilers steuernde Hochfrequenzschwingung auf drahtlosem Wege übertragen wird. Wenn also eine Verteilerzentrale als Sender längs einer Leitung mit einer zweiten als Empfänger verkehren soll, so erhält erstere außerdem einen Sender, letztere einen Empfänger für drahtlose Telegraphie, und die den Verteiler des Senders steuernde Frequenz wird gleichzeitig durch den Raum zum Empfänger gestrahlt, wo sie auf dessen Verteiler wirkt. Dabei kann die Frequenz der ausgestrahlten Welle unmittelbar die Steuerfrequenz der Verteiler sein, oder letztere ist tiefer und wird ersterer aufgedrückt. Man kann ebensowohl den drahtlosen Sender mit dem Drahtempfänger verbinden und umgekehrt. Noch besser ist es, beide Drahtstationen als Empfänger für die drahtlos übertragene Steuerfrequenz auszubilden; der steuernde drahtlose Sender befindet sich dabei zweckmäßig an einer dritten Stelle, die etwa in der Mitte zwischen den Endpunkten der Drahtleitung gelegen sein mag.

Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.

D. R. P. 407 009. Einrichtung zum Betrieb von ungedämpften Sendern. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Oktober 1918 ab. Ausgegeben am 10. Dezember 1924.

Gemäß der Erfindung werden besonders konstante Schwingungen von verhältnismäßig schwacher Energie, beispielsweise mit Hilfe einer selbsterregenden Röhrenschaltung, erzeugt. Diese Schwingungen werden jedoch nicht direkt auf das Gitter der Hauptsenderöhre zur Wirkung gebracht, sondern unter Zwischenschaltung einer Verstärkerröhre. Hierdurch werden zwei Vorteile gewonnen. Einerseits wird jede Rückwirkung des Hauptsenders auf den Steuersender vermieden, anderseits wird die vom Steuersender erzeugte Leistung durch die zwischengeschaltete Verstärkerröhre in dem notwendigen Maße erhöht. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 4. Die verhältnismäßig schwache Leistung dieses Steuersenders wird durch eine aperiodisch betriebene Röhre 4 verstärkt, indem das Gitter dieser Röhre veränderlich mit dem Anodenkreise 3 gekop-

pelt und in den Anodenkreis dieser Röhre ein aperiodischer Wechselstromwiderstand 5, z. B. eine Spule, gebracht wird, welche die Weiterleitung der durch die Röhre 4 aperiodisch verstärkten Steuerleistung auf die Hauptsenderöhre 6 bewirkt.

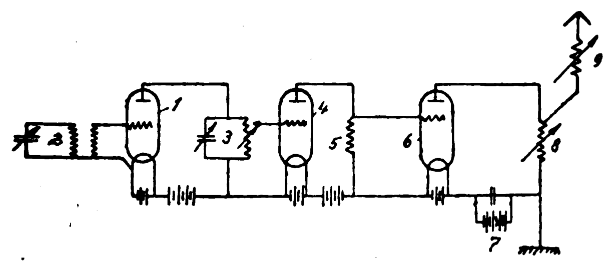


Fig. 4.

Die Hauptsenderöhre enthält im Anodenkreise die Hochspannungsquelle 7, das Kopplungsvariometer 8 zur Kopplung mit der für das Variometer 9 abstimmmbaren Antenne.

D. R. P. 410918. Schaltungsanordnung zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen mittels zweier oder mehrerer Entladungsgefäße. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 25. Juli 1919 ab. Ausgegeben am 7. März 1925.

Die Erfindung benutzt, ebenso wie bekannte Anordnungen dieser Art, parallel geschaltete Röhren zur Schwingungserzeugung, ordnet aber jeder Röhre einen besonderen Schwingungskreis im Anodenkreise zu und koppelt den Gitterkreis der einen Röhre mit dem Schwingungskreis der anderen Röhre und umgekehrt (Fig. 5). Hierdurch wird einerseits völlige Phasengleichheit der Schwingungen in beiden Röhren erzwungen, darüber hinaus aber auch ohne Anwendung von Drosselspule die gleichmäßige Leistungsverteilung gewährleistet.

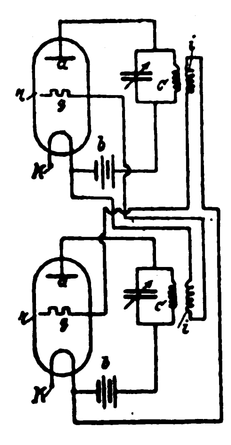


Fig. 5.

Nimmt nämlich die eine Röhre mehr Strom auf als die andere, so wird aus ihrem Anodenkreis eine dementsprechend verstärkte Erregung dem Gitter der anderen Röhre mitgeteilt, so daß nunmehr auch diese eine entsprechend größere Leistung aufnimmt. Die Beeinflussung der beiden Entladungsröhren ist gemäß der Erfindung dadurch herbeigeführt, daß der Gitterkreis der einen Röhre mit dem Schwingungskreis der anderen Röhre beispielsweise durch eine Induktionsspule i verbunden ist und derart die eine Röhre durch die Schwingungen der anderen Röhre beeinflußt wird. Durch diese gegenseitige Beeinflussungsweise der Entladungsröhren ist gewährleistet, daß beide mit gleicher Welle arbeiten und gegenseitige Störungen ausgeschlossen werden.

D. R. P. 412482. Röhrensender zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen. André Blondel in Paris, und Marcel Touly in Saint-Cloud, Frankr. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Mai 1921 ab. Ausgegeben am 22. April 1925. Priorität: Frankreich 19. Mai 1920.

Bekanntlich ist bei Dreielektrodenröhren aus der Charakteristik Anodenstrom als Funktion der Gitterspannung zu entnehmen, daß für die jeweilige Anodenspannung der Wendepunkt dieser charakteristischen Kurve die günstigste Gittervorspannung ergibt. Der Wendepunkt liegt bei um so geringerer Gitterspannung, je höher die Anodenspannung ist, und wird bei genügend hoher Anodenspannung sogar negativ. Speist man nun die Elektrodenröhre mit Wechselstrom, z. B. von 400 Volt, so ist die günstigste Gittervorspannung bei der Anodenspannung von 400 Volt niedriger als die bei einer Anodenspannung von 300 Volt, und je weiter die Anodenspannung sinkt, um so höher ist die günstigste Gittervorspannung, so daß man in diesem Falle dem Gitter

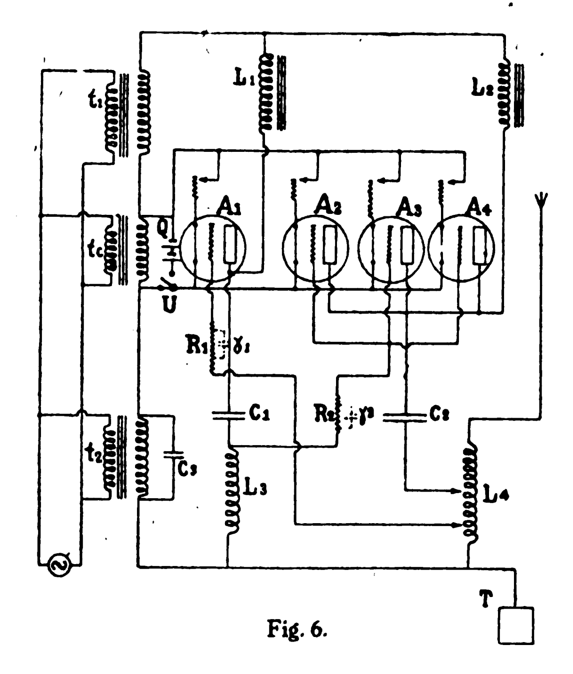


Fig. 6.

als Vorspannung zweckmäßig ebenfalls einen Wechselstrom zuführt, der in Gegenphase zur Anodenspannung ist, d. h. dann abnimmt, wenn die Anodenspannung zunimmt. Ein Schaltungsbeispiel gemäß dieser Erfindung zeigt Fig. 6. Das Anodenpotential der vier Röhren A_1 bis A_4 wird über Drosselspulen L_1 und L_2, die nur den Niederfrequenzspeisestrom durchlassen, durch einen Niederfrequenztransformator t_1 erzeugt. Das Gitter der Relaisröhre A_1 wird über den Widerstand R_1, dem gegebenenfalls ein Kondensator γ_1 parallel geschaltet wird, die Rückkopplungsspule (ein Teil der Spule L_4) und den Gittertransformator t_2 mit der Kathode verbunden; parallel zur Sekundärseite des Gittertransformators legt man zweckmäßig einen Kondensator C_3, der gegebenenfalls die Eigenschwingungszahl des Transformators beeinflußt.

Frequenzvervielfachung.

D. R. P. 411002. Verfahren zur Frequenzvervielfachung mittels eines oder einer Gruppe von statischen Frequenztransformatoren. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof und Karl Schmidt in Berlin-Südende. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. September 1919 ab. Ausgegeben am 21. März 1925.

Wird ein Kreis, der aus einer Eisen enthaltenden Selbstinduktion und einem Generator besteht, auf Resonanz abgestimmt, so treten erhebliche Abweichungen bei der Abstimmung gegenüber eisenlosen Selbstinduktionen auf, die als Kippresonanz bekannt sind. (Martienssen, Physikalische Zeitschrift 1910, Seite 448.) Diese Kippresonanz dient nach dem Gegenstand der Erfindung zur Frequenzvervielfachung mittels eines eisengeschlossenen Transformators. Stimmt man beispielsweise einen Kreis (Fig. 7), bestehend aus dem Generator g, der Kapazität c und der eisengeschlossenen

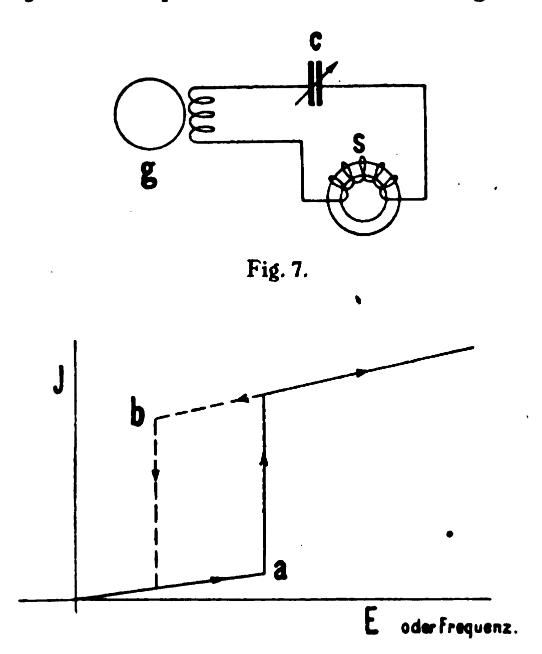


Fig. 7.

Fig. 8.

Selbstinduktion s auf Resonanz ab, so wird, wenn man beispielsweise die Frequenz verändert, der Strom nach Fig. 8 sich ändern. Er steigt, wie ersichtlich, bis zum Punkte a langsam an und schnellt dann plötzlich auf einen vielfachen Betrag hoch, um dann wieder langsam weiter zu steigen. Geht man mit der Frequenz zurück, so fällt der Strom nicht mehr auf den Wert a, sondern bleibt noch länger auf nahezu gleicher Höhe, bis zum Punkte b, wo er dann plötzlich auf einen früheren niedigen Wert fällt. Die Frequenzsteigerung kann hiermit durchgeführt werden, indem parallel zu der

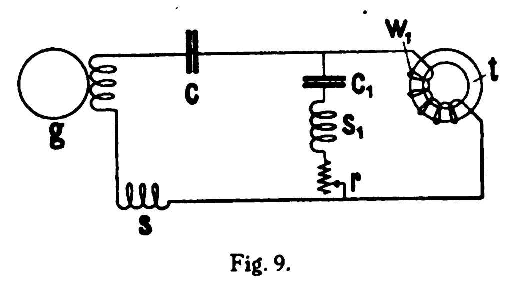


Fig. 9.

Eisenselbstinduktion ein Schwingungskreis gelegt wird, der gemäß Fig. 9 aus einer Kapazität cl und einer Selbstinduktion sl besteht. In diesem Kreise treten dann starke Ströme bzw. Leistungen höherer Frequenzen auf. Die Leistungen werden um so höher, je kleiner die Selbstinduktion sl und je größer die Kapazität cl ist. Ein weiteres Kennzeichen der Erfindung besteht darin, daß in dem primären Abstimmungskreis, der, wie bereits erwähnt, aus dem Generator g, der Kapazität c und dem Transformator besteht, noch eine Selbstinduktion s von entsprechender Größe eingeschaltet wird. Diese Selbstinduktion hat einerseits den Zweck, daß die an den Wicklungsenden des Transformators auftretenden Hochfrequenzströme nicht über den Generator fließen können und dadurch die erzeugte Hochfrequenzenergie sich ausgleichen würde, anderseits kann mittels der Selbstinduktion s die Leistung vorteilhaft, veränderlich gemacht bzw. die verlangte Leistung eingestellt werden.

D.R.P. 412 351. Einrichtung zur hohen Frequenzsteigerung mittels ruhender Transformatoren. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. August 1923 ab. Ausgegeben am 17. April 1925.

Gegenstand vorliegender Erfindung ist eine Einrichtung zur Frequenzsteigerung, durch welche eine Endfrequenz erzeugt wird, die störende Oberwellen nur in ganz geringem Maße enthält. Das Mittel hierzu besteht gemäß der Erfindung darin, daß man die Periodensteigerung, insbesondere solche auf ein erhebliches Vielfaches der Grundfrequenz, stets in zwei Stufen vornimmt, wobei die erste Stufe für einen hohen Frequenzsprung eingerichtet ist, während die zweite Stufe nur eine geringe, z. B. eine zwei- oder dreifache Periodenerhöhung liefert. Durch diese Maßnahme erreicht man, daß die störenden Oberwellen trotz der sehr hohen Transformation weit von der ausgestrahlten Endschwingung liegen. Nimmt man zur Erläuterung des Erfindungsgegenstandes als Beispiel die Versiebenundzwanzigfachung der Grundperiode von 10 000, so liefert die erste Transformationsstufe eine Verneunfachung der Grundperiode = 90 000, die zweite Stufe eine Verdreifachung der Frequenz der ersten Stufe, d. h. 270 000 als Nutzfrequenz, während die nächsten Störwellen eine Frequenz von 450 000 und 90 000 haben. Diese von der Nutzfrequenz so weit abliegenden Harmonischen treten mit nur geringen Energiebeträgen auf und können leicht durch die bekannten Siebkreise, wenn überhaupt notwendig, eliminiert werden. Die oben beschriebene Einrichtung kann noch besonders vereinfacht werden, wenn man die zweite Stufe der Frequenzvervielfachung als eine Verdreifachung ausstaltet und für die ersten Stufen ebenfalls ein ungerades, aber ein höheres Vielfaches der Grundfrequenz wählt. In diesem Falle kann die für die gerade Vielfache unerläßliche Gleichstrommagnetisierung wegfallen, und man erhält eine außerordentlich einfache und gute Gesamtanlage.

Empfangsanordnungen.

D.R.P. 412 704. Einrichtung zum Hörempfang für kontinuierliche Schwingungen. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. August 1919 ab. Ausgegeben am 25. April 1925.

Die Erfindung besteht darin, daß eine Röhre neben der Hochfrequenzschwingung gleichzeitig durch Anschaltung besonderer Teile (Spulen, Kondensatoren) eine niederfrequente Schwingung ausführt, wodurch die Hochfrequenz moduliert bzw. verstärkt wird, und daß ferner die in ihrer Amplitude modulierten bzw. verstärkten Hochfrequenzschwingungen durch einen Detektorkreis hörbar gemacht werden. Die Schaltung nach Fig. 10 gibt folgende experimentell festgestellte Wirkung: Wenn man die Kondensatoren 3 und 22 so einstellt, daß die Lautstärke im Telephon 25 besonders gut wird, d. h. auf Resonanz mit λ, und man nunmehr allmählich die Niederfrequenz z. B. durch Variieren des Kon-

densators 8 steigert, so erhält man die in Fig. 11 wiedergegebenen Verhältnisse. In dieser Figur stellt die Abszisse die Niederfrequenz und die Ordinate die im Telephon gehörte Tonfrequenz dar. Man sieht, daß bei einer bestimmten Niederfrequenz Nl ein einziger Ton a erhalten wird.. Bei Steigerung der Niederfrequenz treten zwei Töne b und c auf, von denen der erstere immer höher d, f, h und der

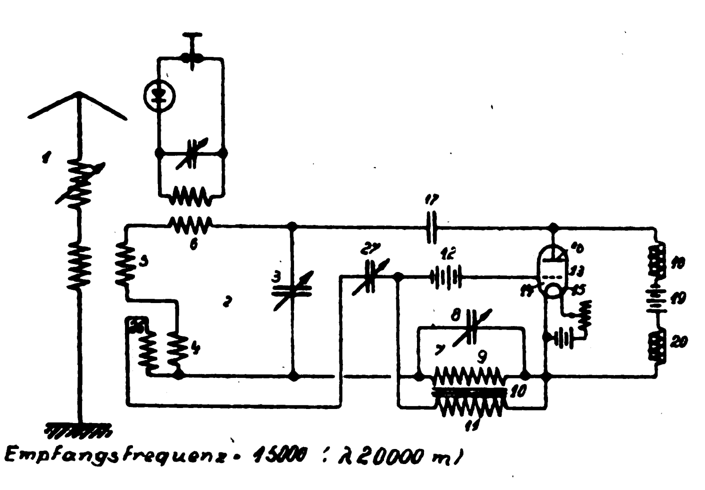


Fig. 10.

andere immer tiefer e, g, i, und schließlich unhörbar wird. Von einem gewissen Wert der Niederfrequenz N_2 an nimmt die Tonhöhe des oberen Tones h wieder ab k, n, o, und die des unteren i, wieder zu l, m, p, bis sie bei einem Niederfrequenzwert N_3 wieder zusammenfallen. Bei weiterer Steigerung der Niederfrequenz wiederholt sich dasselbe Spiel.

Diese Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß zwei Antennensysteme A und B (Fig. 12), von denen jedes in an sich bekannter Weise aus einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne zusammengesetzt ist und ein polares Empfangsdiagramm in Form einer Kardioide besitzt, in

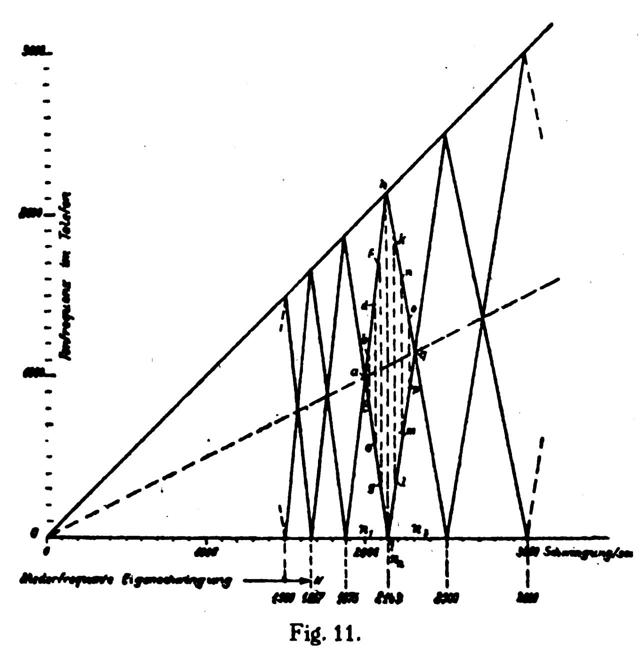


Fig. 11.

einem Abstand voneinander angeordnet und mit einem gemeinsamen Empfänger verbunden sind. Eine solche Kombination hat sehr ausgeprägte und vorteilhafte Richteigenschaften. Man kann nämlich durch passende Wahl der Lage der beiden Einzelsysteme durch Orientierung der Diagramme

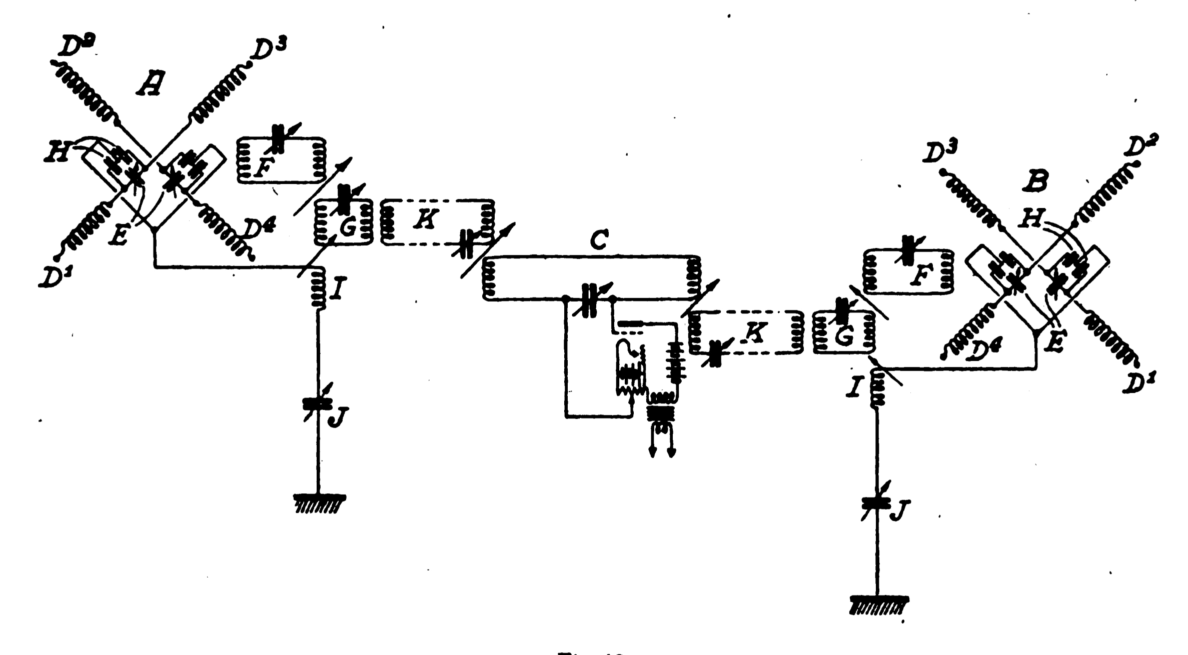


Fig. 12.

D.R.P. 412 705. Richtempfangsanordnung für drahtlose Telegraphie. Marconi's Wireless Telegraph Company Ltd. in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 24. November 1920 ab. Ausgegeben am 25. April 1925. Priorität: England 17. November 1919.

der Einzelsysteme mittels der Radiogoniometer und durch Regelung der Phasen der von den beiden Systemen in den gemeinschaftlichen Empfängerkreis gelieferten Ströme ein zusammengesetztes Diagramm für die Gesamtanordnung erzielen, das sich nach Belieben beherrschen läßt.

Der Rundfunksender für Gleiwitz genehmigt.

Das Reichspostministerium hat als Aufstellungsort für den für Oberschlesien vorgesehenen Rundfunksender nunmehr endgültig Gleiwitz bestimmt. Die räumliche Unterbringung ist gesichert; mit der Einrichtung wird daher alsbald begonnen werden. Der neue Sender in Gleiwitz wird nach seiner Fertigstellung vom Breslauer Sender ferngesteuert.

Telephonie-Rundfunk in Königs-Wusterhausen.

Die Deutsche Reichspost beabsichtigt durch die Hauptfunkstelle Königs-Wusterhausen auf Welle 1300 m einen mit stärkeren Sendern (als wie sie bisher von dieser Funkstelle für Telephonie benutzt sind) gegebenen Telephonie-Rundfunk zu verbreiten. Die bereits aufgenommenen technischen Vorversuche hierfür finden zunächst werktäglich von 9—10 Uhr abends statt.

Ausbau des Rundfunknetzes.

Auf Grund der starken Zunahme der Rundfunkteilnehmer sind im Haushalt der Deutschen Reichspost für 1925 erhebliche Mittel zum weiteren Ausbau des Rundfunknetzes vorgesehen. Außer einem über ganz Deutschland reichenden Rundfunksender in Königs-Wusterhausen sollen die durch die schnelle Entwicklung bereits technisch überholten Sender in Berlin, München, Hamburg, Leipzig, Frankfurt (Main), Stuttgart, Königsberg durch neue Sender ersetzt werden die eine sechs- bis zehnfache Sendeenergie besitzen und nach den neuesten Erfahrungen ausgestattet sind. Auch für das Rheinland ist ein starker Sender vorgesehen, der nach Aufhebung der Besetzung zwischen Köln und Düsseldorf aufgestellt wird. Man erwartet durch diese Maßnahmen eine einschneidende Verbesserung der Empfangsverhältnisse, besonders für die Besitzer von Detektorapparaten im ganzen Reichsgebiet. Die neuen Sender sollen außerhalb der Städte aufgestellt, mit eigener Maschinenanlage und einer großen Antennenanlage mit je zwei Türmen von 100 m Höhe ausgestattet werden. Während die Antennen, Maschinen- und Sendeanlagen auf Kosten der Reichspost errichtet und von ihr betrieben werden, soll der Ankauf der erforderlichen Gelände und die Errichtung der Stationsgebäude aus den Mitteln der Rundfunkgesellschaften vorgenomme wnerden.

Keine Freigabe des Rundfunks im besetzten Gebiet.

Auf die wiederholten Vorstellungen der deutschen Regierung und privaten Eingaben aus dem besetzten Gebiet hat sich das Interalliierte Oberkommando bereit erklärt, unter gewissen Bedingungen einen beschränkten Rundfunk im besetzten Gebiet zuzulassen. Hiernach sollen Lehranstalten Sende- und Empfangsanlagen (kleine Demonstrationsgeräte) zu Unterrichtszwecken genehmigt erhalten, deren Reichweite aber nicht über das Gebäude hinaus gehen darf. Außerdem können in Garnisonstädten in postamtlichen Gebäuden Empfangsanlagen zur Aufnahme von Presse- und Wirtschaftsnachrichten eingerichtet werden. Die Übermittlung der Nachrichten an die Teilnehmer (Zeitungen, Banken usw. soll von dieser Empfangsstelle aus auf Fernsprechleitungen erfolgen. Die Kosten für den militärischen Kontrollbeamten, dem im Postamt ein besonderer Aufenthaltsort eingerichtet werden soll, müßten der Militärbehörde erstattet werden.

Wenn die Durchführung des Unterhaltungsrundfunks im besetzten Gebiet von der Entente in ähnlicher Weise geplant sein sollte, so würde hiermit kein Unterhaltungsrundfunk geschaffen, sondern nur einem ganz beschränkten Kreise, einigen wenigen privaten Fernsprechteilnehmern, das Mithören eines technisch nicht einwandfreien Rundfunks ermöglicht werden.

Mit einer solchen Regelung dürfte sich das am Rundfunk interessierte Publikum im besetzten Gebiet kaum befreunden können.

Die wissenschaftliche Leitung des Instituts für Radiokunde in Bremen

ist dem Physiker Dr. Walter Reiß aus Berlin übertragen worden. Herr Dr. Reiß hat sich durch fünfjährige Tätigkeit in der Funkabteilung des Telegraphentechnischen Reichsamtes Berlin für das Gebiet des Funkwesens spezialisiert. Er ist in Fachkreisen durch seine Beiträge für die Elektrotechnische Zeitschrift (E.T.Z.), zu deren regelmäßigen Mitarbeitern er zählt, bekannt.

Die unter Leitung von Herrn Dr. Reiß stattfindenden praktischen Lehrkurse in der Radiotechnik werden im Monat Juni beginnen.

Bremen, den 9. Mai 1925.

Das Inhaltsverzeichnis mit Sachregister von Bd. 25, Jahrg. 1925, vom „Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie" ist diesem Hefte beigefügt.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper

Sechsundzwanzigster Band

Mit 245 Figuren und 7 Tafeln im Text



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1925.

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalartikel.

B. Referate.

C. Patentschau.

D. Literaturschau.

E. Notizen usw.

Sachregister.

Druck von Gebr. Unger, Berlin SW., Bernburger Straße 30.

Band 26 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 26 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Professor Alexander Stepanowitsch Popoff,

der Vorläufer der Radiotelegraphie.

Von A. Petrowsky[1]).

Am 7. Mai 1925 werden es 30 Jahre, daß die gelehrte Welt ihren langersehnten Wunsch in Erfüllung gehen sah: die Möglichkeit der Fernsprechung ohne materielle Verbindung.



Alexander Stepanowitsch Popoff im Jahre 1894.

Am Abend dieses selben Tages (d. h. den 25. April a St. 1895) demonstrierte in der Sitzung der Russischen Phys.-chem. Gesellschaft A. S. Popoff, Lehrer an den Offiziers Torpedoklassen zu Kronstadt, das erste Modell seiner Empfangsstation, mittels welcher er vor den erstaunten Zuhörern Signale vom Vibrator, der sich im Nebenraume befand, empfing..

Jetzt, wo das Radio eine so große Verbreitung erhalten hat, daß es einem jeden Kulturmenschen zugänglich geworden ist, mag es an der Zeit sein, diese an die Verdienste dieser hervorragenden Persönlichkeit zu erinnern und die Entwicklung seiner Erfindung zu verfolgen.

A. Popoff war der Sohn eines Priesters und ist am 4. (16.) März 1859 im Permschen Gouvernement geboren. Schon in frühester Jugend zeigte sich seine Liebhaberei für die Mechanik, die er in seinem Spiel mit viel Geschick anzuwenden wußte. Er sollte aber eine andere Laufbahn gehen und betrat, 10 Jahre alt, eine geistliche Schule, der dann das geistliche Seminar folgte.

Doch da ihm dieser Wirkungskreis nicht zusagte, zog er bald nach St. Petersburg (jetzt Leningrad) und trat hier in die Universität ein, um sich in der Physik und Mathematik zu vervollkommnen. Anfangs mußte er sich durch Stunden ernähren, doch schon auf dem 2. Kursus wurde er Stipendiat und konnte sich seinem Fache auch in der freien Zeit widmen.

Nach Absolvierung der Universität blieb er an derselben, um sich zum Gelehrten heranzubilden, und trat gleichzeitig in Dienst der eben in St. Petersburg gegründeten Gesellschaft „Der Elektrotechniker", wo er sich mit der sich eben bahnbrechenden elektrischen Beleuchtungseinrichtung beschäftigte.

Als Beginn der wissenschaftlich-pädagogischen Tätigkeit Popoff's kann das Jahr 1883 bezeichnet werden, denn im Oktober dieses Jahres wurde er Laborant an den Kronstadter Offiziers-Torpedoklassen, und im selben Jahre erschien in der Zeitschrift „Die Elektrizität" sein Aufsatz

[1]) Prof. A. Petrowsky ist Ehrenmitglied der Rori, Leningrad.

„Bedingungen zur Erreichung der vorteilhaftesten Arbeitsleistung der Dynamo-Maschine".

Das war die erste Probe der wissenschaftlichen Begabung des jugendlichen Autors, und er hat sie glänzend bestanden, denn man bedenke, daß zu der Zeit die Elektrotechnik Rußlands noch in Windeln lag und es noch keine spezielle Hochschule gab.

Obgleich Popoff zu den Menschen gehörte, die sich der stillen Arbeit im Laboratorium widmen und nur ungern zur Feder greifen, haben wir doch auf einige Artikel hinzuweisen, die in den Jahren 1894—96 in verschiedenen Zeitschriften erschienen.

Seine zahlreichen öffentlichen Vorlesungen und Mitteilungen über die drahtlose Telegraphie sind ungedruckt geblieben, und daher ist auch die Geschichte seiner Entdeckung, die ihn zur Weltgröße gemacht hat, nur im Gedächtnis der Augenzeugen seines Wirkens geblieben.

Popoff arbeitete unermüdlich. Schon im ersten Jahre seiner pädagogischen Tätigkeit mußte er die Schüler der Offiziers-Torpedoklasse in der höheren Mathematik unterweisen und nach 5 Jahren die Leitung aller praktischen Arbeiten in der Physik auf sich nehmen. Gleichzeitig unterrichtete er an der Technischen Marineschule (jetzt Marine-Ingenieurschule).

Nach Aussagen seiner Zuhörer war er kein glänzender Redner, doch verstand er es, der Sache auf den Grund zu gehen und klar und einfach alle Fragen zu beantworten. Besonders beliebt bei seinen Schülern war der Meinungsaustausch nach Schluß des Vortrages. So hat sein scharfer Sinn so manchem mißglückten Erfinder des Perpetuum mobile eine kategorische Antwort gegeben und die falschen Hoffnungen zerschlagen.

Trotz der vielen Verpflichtungen, die auf Popoff lagen, widmete er seine ganze freie Zeit den Forschungen im Laboratorium und verfertigte eigenhändig so manches, was ihm für seine Experimente nötig war. Daß er in dieser Arbeit eine große Fertigkeit erreicht hatte, beweist die Herstellung seiner ersten Relais aus alten Voltmetern von Carpentier.

Vorzüglich beschäftigte er sich mit der praktischen Anwendung der Elektrizität und verfolgte mit großem Interesse alles, was die Literatur darin brachte. Auch wußte er mit viel Verständnis das herauszufinden, was eine Zukunft versprach.

In den Offiziers-Torpedoklassen von Kronstadt und in der Ingenieurschule zu Petersburg befindet sich eine Reihe von kleinen Induktionsmotoren, eigenhändig von Popoff ausgeführt.

Kaum hatten sich die ersten Nachrichten von Pr. Röntgens Erfindung verbreitet, als auch schon in ganz Petersburg keine einzige Crookes-Röhre im Verkauf erhältlich war. Doch Popoff ließ sich dadurch nicht irre machen und verfertigte mit Hilfe seines Kollegen Kolotoff selbst eine solche Röhre, die allen Anforderungen entsprach.

Man hat nicht nur Aufnahmen mit derselben gemacht, sondern auch die Tatsache feststellen können, daß das Zentrum der Röntgenstrahlen die Stelle ist, die unter dem Aufprall der Kathodenstrahlen fluoresziert.

Einen großen Einfluß auf Popoff's wissenschaftliche Arbeit hatte die Entdeckung der elektromagnetischen Wellen von Hertz ausgeübt; und er begann gleich im Fernsignalisieren eine praktische Anwendung dafür zu suchen. Seine ersten Versuche scheiterten, da er keinen empfindlichen Empfänger besaß, doch mit der Entdeckung von Branly wurde auch dieses Hindernis beseitigt.

Am 25. April 1895, also etwa gerade vor 30 Jahren, hielt Popoff in einer Sitzung der Phys.-chem. Gesellschaft von Rußland einen Vortrag über das Verhalten von Metallpulver in Gegenwart elektrischer Schwingungen und führte in seinen Experimenten zum erstenmal die berühmte Kombination von Coherer und Relay vor. Er erhielt Signale durch eine dicke Steinwand und bestand darauf, daß es nur einer technischen Vervollkommnung der Apparate bedürfte, um auch weit entfernte Signale aufnehmen zu können. Und er hatte Recht, da die oben erwähnte Kombination von Coherer und Relay noch lange bei Errichtung von Empfangsstationen angewandt wurde.

Weitere Untersuchungen verlangten Prüfungen verschiedenartiger Sender und Empfänger. So ertönten in den Räumen der Torpedoklassen, wo die Versuche ausgeführt wurden, häufig unerwartete Signale zum nicht geringen Erstaunen der Uneingeweihten.

Schon bei diesen Versuchen erwies es sich, daß die Empfindlichkeit des Empfängers stark gesteigert werde bei Benutzung eines ein paar Meter langen vertikalen Drahtes. Damit war der Anfang zur allgemeinen Verbreitung des Empfangsleiters (der Empfangsantenne) gelegt. Was den Sender anlangt, arbeitete Popoff noch geraume Zeit mit dem Vibrator von Hertz und seinen verschiedenen Abarten. Später erst wurde von ihm der gehobene Senderdraht von beträchtlicher Länge benutzt.

Obgleich Popoff nur mit kurzen Strecken experimentierte, zweifelte er keinen Augenblick an der Möglichkeit, bei Vergrößerung der Senderleistung auch weit entfernte Signale aufnehmen zu können.

Da ihm die Mittel zu einer solchen Einrichtung fehlten, wandte er sich an die Natur mit ihren mächtigen elektrischen Schwingungen — den Gewitterentladungen.

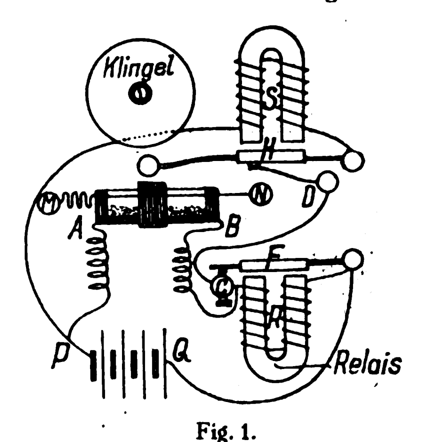


Fig. 1.

Zeichnung 1 führt das Schema einzelner Teile, und Zeichnung 2 die Allgemeinansicht des 1895 auf der Meteorologischen Station des Forstkorps aufgestellten Apparates vor Augen, dessen Bestimmung es war, die Gewitter zu verzeichnen. Dieser Apparat zeigt wieder dieselbe Vereinigung von Coherer und Relay.

Zur Aufnahme der elektrischen Schwingungen wurde über dem Dache, 8 bis 9 Meter höher als alle Metallteile, ein Draht angebracht, isoliert ins Gebäude hineingeführt und dort mit dem Punkte M verbunden. Der Punkt N wird zur Erde abgeleitet. Auf diese Weise kamen die elektrischen Schwingungen durch den Draht in den Coherer AB und in die Erde. Unter dem Einflusse dieser Schwingungen wurde der Coherer ein guter Leiter und die Batterie PQ konnte ihren Strom durch den Kreis $PABRQ$ in den Elektromagneten des Relay senden. Dieser Strom war

genügend stark, den Anker anzuziehen, und dadurch den Kontakt im Punkte C herzustellen. Im sich nun gebildeten geschlossenen Kreise $PSHDCFQ$ von geringem Widerstande stellte sich ein Strom von bedeutender Stärke ein. Dieser Strom veranlaßte den Schreibapparat Zeichen zu machen und zugleich die Glocke den Coherer aufzurütteln.

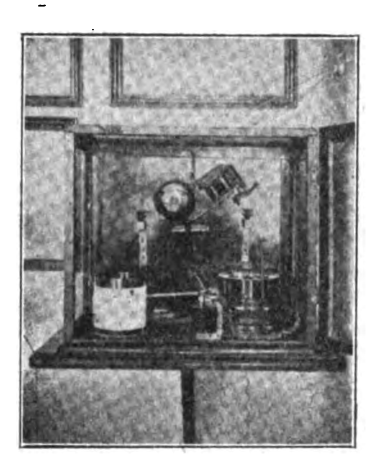


Fig. 2.

Dieser Apparat pflegte Entladungen zu verzeichnen, die 20—30 Kilometer vom Beobachtungsort entfernt waren. Beschreibungen darüber erschienen 1896 in der Zeitschrift der Russischen Phys.-chem. Gesellschaft, und im Sommer desselben Jahres kam die Nachricht von Marconi's ersten Versuchen in der Radiotelegraphie. Obgleich sich die Hauptteile von Marconi's Empfangsstation im wesentlichen wenig von denen Popoff's unterschieden, ist es nicht anzunehmen, daß er sie von diesem hatte entnehmen können, da die russischen Journale im Auslande sich einer weiten Verbreitung nicht rühmen konnten. Doch muß die Priorität Popoff's bezüglich des Empfängers in jedem Falle unbestritten bleiben.

Bald darauf gewinnt der Name Popoff's eine große Popularität. Sein Apparat für drahtlose Telegraphie wird in der Flotte und in der Armee eingeführt und die Verfertigung desselben der Pariser Firma Ducretet aufgetragen. Im Jahre 1900 wurde Popoff von dem Elektrotechnischen Institut zu St. Petersburg zum Elektro-Ingenieur h. c. gewählt, und im folgenden Jahre wurde er daselbst Professor der Physik.

Ununterbrochen arbeitete Popoff weiter an der Vervollkommnung der drahtlosen Telegraphie, und würde der Welt nicht wenig tiefe und neue Gedanken geschenkt haben, wenn nicht die schwere Zeit, die durch die Revolution von 1905 auf allen Lehranstalten lastete, auch ihn von seiner Arbeit abgelenkt hätte. Er wurde seinem Wunsche zuwider zum Direktor des Instituts gewählt und mußte sich einer ganz anderen Tätigkeit widmen.

Der Arbeitsfülle und den mit derselben verbundenen schweren Sorgen unterlag sein schwaches Herz. Nach einer heftigen Auseinandersetzung mit dem Statthalter von St. Petersburg, wo er die Unabhängigkeit des Instituts zu verteidigen suchte, machte am 31. Dezember 1905 ein Herzschlag seinem Leben ein Ende.

In der Persönlichkeit von Prof. Popoff verlor die russische Wissenschaft vor der Zeit einen ihrer tapfersten Vorkämpfer, den besten ihrer Führer.

Technische Isolationsstoffe als Dielektrika für Mittel- und Hochfrequenzkondensatoren.[1]

Von M. Reck.

Im nachfolgenden wird über Untersuchungen von billigen und leicht zu beschaffenden Isolationsstoffen berichtet, zur Prüfung ihrer Verwendbarkeit als Dielektrikum für technische Mittel- und Hochfrequenzkondensatoren, von denen keine hohe Durchschlagsfestigkeit verlangt wird.

1. Versuchsstoffe.

In entgegenkommendster Weise hatten die Firma Meirowski & Cie., Porz a. Rhein, Isolationspapiere, die Rheinisch-Westfäl. Sprengstoff-Fabrik, Troisdorf, Celluloid- und Cellonplatten zur Verfügung gestellt.

Das Isolationspapier umfaßte 12 Sorten, und zwar:

Fabrikbezeichnung	Dicke in cm	Aussehen	
4001	0,0044	nur einseitig mit Isoliermasse versehen	gelbgraues, gleichmäßiges Aussehen
4002	0,0055	beiderseits „ „ „	
4003	0,0052	„ einseitig „ „ „	
4004	0,0057	beiderseits „ „ „	
4005	0,0060	„ einseitig „ „ „	

Fabrikbezeichnung	Dicke in cm	Aussehen
Exc. Papier 0,0025	0,0025	vollkommen gleichmäßiges, grünliches Aussehen, stark glänzend, durchsichtig, faßt sich ölig und klebrig an
„ „ 0,003	0,003	
„ „ 0,006	0,006	
„ „ 0,008	0,008	
„ „ 1	0,010	mehr gelblich, schwach durchsichtig, im übrigen gilt das Gleiche
„ „ 2	0,015	grünlich gelb, kaum mehr durchsichtig, fleckiges Aussehen
„ „ 21	0,015	ziegelrot, undurchsichtig, stark klebrig

An Celluloid wurden untersucht:

Dicke	Aussehen
0,1 mm	vollkommen durchsichtig, farblos
0,3 „	schwarz, matter Glanz
0,3 „	durchsichtig
1,0 „	schwarz
1,0 „	durchsichtig

[1]) Auszug aus der Dr.-Dissertation der techn. Hochschule, München, vorgelegt am 31. Juli 1924.

An Cellon:

Dicke	Aussehen
0,1 mm	durchsichtig (doch etwas trüber als Celluloid)
0,2 „	schwarz, matter Glanz
0,3 „	durchsichtig
0,3 „	schwarz
0,65 „	durchsichtig
1,0 „	durchsichtig

2. Art der Untersuchungen.

Die Versuche erstreckten sich auf Messung der Kapazität und des Verlustwinkels (bzw. Dekrements) bei Mittelfrequenz ($\nu = 500$) und Hochfrequenz ($\nu = 55\,600$ und $620\,000$ bzw. Wellenlänge 5400 und 485 m), sowie Feststellung der Durchschlagsspannung (bei Mittelfrequenz).

Die Mittelfrequenzmessungen erfolgten unter verschiedenen Versuchsbedingungen. Zunächst wurden Kapazität und Verlustwinkel bei Veränderung des Druckes gemessen, ferner wurde der Einfluß der Spannungshöhe untersucht, und schließlich die Einwirkung der Feuchtigkeit auf verschiedene Papiersorten geprüft. Um einwandfreie Vergleichsmöglichkeiten unter den einzelnen Sorten zu haben, wurden zum Schluß alle Papiersorten nach Trocknung im Exsiccator nochmals gemessen. Bei Cellon und Celluloid war kein Einfluß der Feuchtigkeit zu beobachten, daher eine Trocknung vor der Messung nicht nötig.

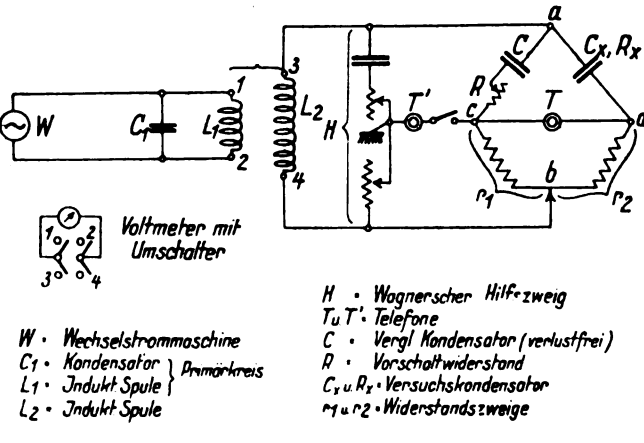


Fig. 1.

Die Hochfrequenzmessung wurde nur bei einem konstanten Druck durchgeführt, die Papiersorten wurden vor der Messung aus dem oben genannten Grund im Exsiccator getrocknet.

In den beiliegenden Tabellen und Kurvenblättern ist stets die Kapazität/cm² in cm angegeben, auf Berechnung der Dielektrizitätskonstante wurde verzichtet, da die Dicke der dünnen Papiersorten unter der Druckplatte während der Messung nicht mit der nötigen Genauigkeit festzustellen war.

Als Maß der Verluste ist stets das Dekrement ϑ angegeben. Es ist $\vartheta = \pi \cdot \operatorname{tang} \delta$, wenn unter δ der Verlustwinkel verstanden wird. Da es in der Technik meist üblich ist, den Verlustwinkel in Graden und Minuten anzugeben, ist am Schluß eine Tabelle angefügt, aus der zu einem bestimmten Dekrement der zugehörige Verlustwinkel entnommen werden kann.

3. Meßmethoden und Meßanordnung.

a) Mittelfrequenz (vergl. Fig. 1): Verwandt wurde die Wechselstrombrücke von Max Wien [2]), bei der in einem Zweig der Versuchskondensator, im anderen ein verlustfreier Kondensator in Reihe mit einem regelbaren Vorschaltwiderstand liegt. Aus den bekannten Brückenbedingungen ergibt sich dann der Verlustwiderstand R und die Kapazität des Kondensators, und es ist $\vartheta = \pi R \cdot \omega C$ (ω = Kreisfrequenz des verwandten Wechselstroms). Die von K. W. Wagner [3]) empfohlenen Vorsichtsmaßregeln wurden nach Möglichkeit durchgeführt. Am Generator lag zunächst ein Resonanzkreis $C_1 L_1$ zur Erzielung eines rein sinusförmigen Stromverlaufs in der Brücke (s. Schaltskizze). Zur Vermeidung gegenseitiger kapazitiver Beeinflussung waren die Verbindungsleitungen in geerdeten Metallhüllen angebracht; ferner wurde nach Möglichkeit bifilare Leitungsanordnung durchgeführt, die ganze Anordnung symmetrisch aufgebaut.

Außerdem wurde, um den Telephonzweig auf Erdpotential zu halten, der Wagnersche Hilfszweig zur Brücke parallel gelegt.

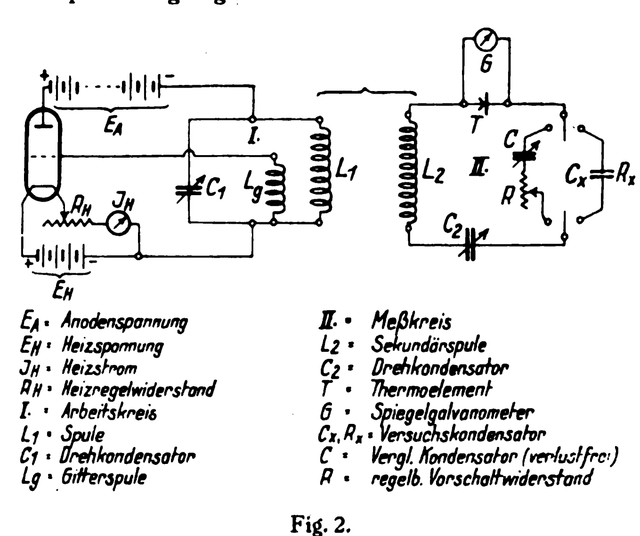


Fig. 2.

Durch diese Maßnahmen konnte wenigstens bei den besseren Versuchsstoffen ein völliges Schweigen des Telephons nach Abgleichung der Brücke erreicht werden.

b) Hochfrequenz (Substitutionsmethode, vergl. Fig. 2): Mit dem Arbeitskreis eines Röhrengenerators (Telefunken, Type R. S. 5, 300 Volt Anodenspannung, 2,5 Amp. Heizstrom) wurde der Meßkreis induktiv, und zwar sehr lose gekoppelt. Im Meßkreis wurde zunächst der Versuchskondensator C_x eingeschaltet, dann wurde mit dem Drehkondensator C_2 auf Resonanz abgestimmt, der maximale Ausschlag am Galvanometer abgelesen, hierauf an Stelle von C_x der regelbare Vergleichskondensator C mit dem Regulierwiderstand R eingeschaltet und beide so eingestellt, bis wieder Resonanz erzielt und der gleiche Ausschlag erreicht wurde. Die Werte von C und R entsprechen dann der Kapazität und dem Verlustwiderstand des Versuchskondensators C_x und es ist wieder $\vartheta = \pi R \cdot \omega C$.

Als Indikator diente ein Austinsches Platin-Tellurelement [4]), verbunden mit einem Spiegelgalvanometer mit subjektiver Ablesung. Der Regelwiderstand R war ein gerader Schleifdraht aus Konstantan, der vorher mit Gleichstrom geeicht war. Der Gleichstromwiderstand konnte hier

[2]) Wied. Annalen, 44, S. 689, 1891.

[3]) Phys. Zeitschrift, 13. Jahrg., 1912, S. 368.

[4]) Vgl. Phys. Zeitschrift, 12. Jahrg., S. 1226, 1911.

gleich dem Wechselstromwiderstand gesetzt werden, da der Unterschied zwischen beiden unter 1 % blieb (nach Tabellen des „Lehrbuches für drahtlose Telegrafie" von J. Zenneck geprüft).

Um kapazitive Störungen im Meßkreis — durch Bewegungen des Beobachters in seiner unmittelbaren Nähe — zu verhindern, wurden die Drehkondensatoren und der Schleifkontakt des Widerstandes R mit Latten bedient und dadurch ein gewisser Mindestabstand des Messenden von der Versuchsanordnung gewährleistet.

c) Durchschlagsversuche: Die Untersuchungen wurden, wie die Mittelfrequenzmessungen, mit 500 Perioden durchgeführt. Die Spannung wurde mittels Meßwandlers hochtransformiert; seine Sekundärwicklung schloß sich über den Versuchskondensator und — zur Verhinderung vollkommenen Kurzschlusses im Augenblick des Durchschlags — einen Silitwiderstand von 15 000 Ω. An den Klemmen des Versuchskondensators war bei niederen Spannungen ein Hitzdraht-Spannungsmesser, bei höheren (über 400 Volt) ein statisches Voltmeter eingeschaltet.

Zur Vermeidung zu starker Erwärmung wurde möglichst kurze Einschaltdauer angestrebt(durchschnittlich 5 Sekunden, nie mehr als 8 Sekunden).

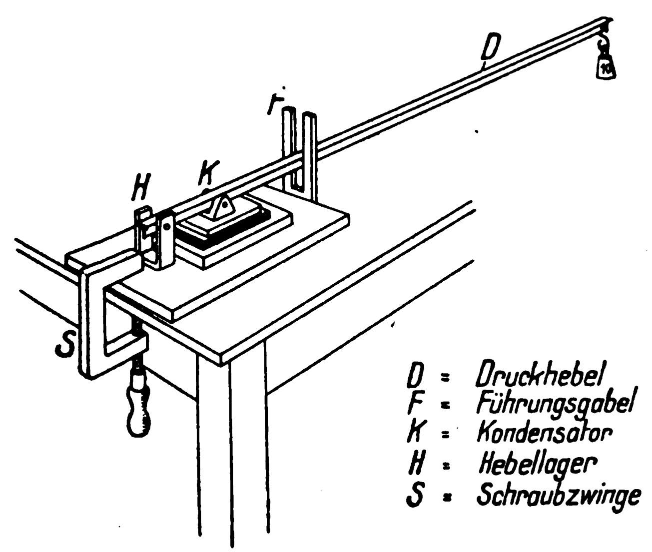


Fig. 3.

d) Versuchs- und Vergleichskondensatoren (s. Fig. 3): Jede Sorte des Versuchsmaterials bestand aus 4 rechteckigen Blättern bzw. Platten von der Fläche 10×13 cm², die bei der Messung zwischen 5 Stanniolfolien von der Fläche 8×10 cm² geschoben wurden.

Diese Schichten lagen zwischen 2 ebengehobelten und geschliffenen Holzplatten, von denen die obere drehbar an einem Druckhebel befestigt war. Dieser bestand aus einer T-Eisenstange und hatte ein Übersetzungsverhältnis von 1 : 11 (vergl. Fig. 3).

Als Vergleichskondensatoren standen zur Verfügung:

1 Luftdrehkondensator (mit maximal 2500 cm Kapazität);

3 Paar luftgefüllte Zylinderkondensatoren — eigentlich Preßgaskondensatoren — (mit zusammen 9000 cm Kapazität);

2 ölgefüllte Drehkondensatoren (mit maximal 4900 und 5800 cm).

Diese an und für sich nicht vollkommen verlustfreien Kondensatoren konnten in unserem Falle doch als solche betrachtet werden, da ihr Dekrement von einer anderen Größenordnung als das der Versuchsstoffe war.

4. Ergebnisse.

A) Kapazitäts- und Verlustmessungen:

a) Einfluß des Druckes (Fig. 4, 5, 6). Das gesamte Material wurde bei Mittelfrequenz 5 verschiedenen Belastungen (0,04, 0,31, 0,86, 155 und 2,25 kg/cm²) ausgesetzt. Im Kurvenblatt 1 und 2 ist abhängig vom Druck die Kapazität/cm² und das Dekrement der Exzelsiorpapiersorten aufgetragen, die die stärkste Abhängigkeit vom Druck aufweisen. Im Kurvenblatt 3 ist in gleicher Weise Kapazität/cm² und Dekrement der Celluloidplatten dargestellt, die von allen gemessenen Stoffen die geringste Abhängigkeit vom Druck zeigen. Bei den anderen Versuchsstoffen (Isolationspapier 4001—4005 und Cellon) ist der Kurvenverlauf ähnlich.

Wenn man bei den Papieren als Abszisse den logarithmischen Maßstab wählt, so liegen die Kapazitätswerte jeder einzelnen Sorte auf einer Geraden; es gilt daher die Formel für die Kapazität/cm²: $C = A + B : ln\ p$, wenn p der Druck in kg/cm² und A und B Materialkonstanten sind, die mit der Dicke der Dielektrikumschicht wachsen. Für das Dekrement gilt, da es den gleichen geradlinigen Verlauf wie die Kapazität/cm² aufweist, dasselbe.

b) Einfluß der Spannung. Je eine Papiersorte, sowie eine Cellon- und Celluloidsorte wurden bei Spannungen zwischen 7 und 100 Volt untersucht. In der Kapazität ergaben sich dabei überhaupt keine, beim Dekrement nur ganz unwesentliche Unterschiede bei Veränderung der Spannung in diesem Bereich.

c) Einfluß der Feuchtigkeit. Die in den folgenden Tabellen angeführten Meßergebnisse wurden an 2 Papiersorten bei Mittelfrequenz ($\nu = 500$) und konstanter Belastung (1,55 kg/cm²) gewonnen. Sie zeigen, daß dieses Material bei Aufnahme von Feuchtigkeit eine mäßige Steigerung der Kapazität, vor allem aber eine starke Zunahme des Dekrements erfährt.

1. Excelsior-Papier 0,0025.

Kap./cm²	Dekrement	Feuchtigkeitsverhältnisse
96,7	0,0732	feucht geworden (mehrere Stunden in nasser Umhüllung)
90,4	0,0584	nach vorsichtigem Ausbügeln
74,6	0,0235	„ 2 stündigem Liegen in der Sonne
82,6	0,0287	„ 3 „ „ im feuchten Erdgeschoß
83,0	0,0427	„ 24 „ Liegen im feuchten Erdgeschoß
63,8	0,0234	nach mehrtägiger Trocknung im Exsiccator

2. Isolations-Papier 4002.

Kap./cm²	Dekrement	Feuchtigkeitsverhältnisse
46,4	0,0606	feucht geworden (mehrere Stunden in nasser Umhüllung)
37,2	0,0137	nach 2 stündigem Liegen in der Sonne
38,8	0,0355	„ 24 „ „ im feuchten Erdgeschoß)
35,3	0,0126	„ mehrtägiger Trocknung im Exsiccator

Die Messungen beweisen, daß bei Verwendung von Isolationspapier zu Kondensatoren dieses sorgsam getrocknet und gegen Feuchtigkeit geschützt werden muß, um Schwankungen der Kapazität und starkes Anwachsen der Verluste zu vermeiden.

Abhängigkeit der Kapazität vom Druck.

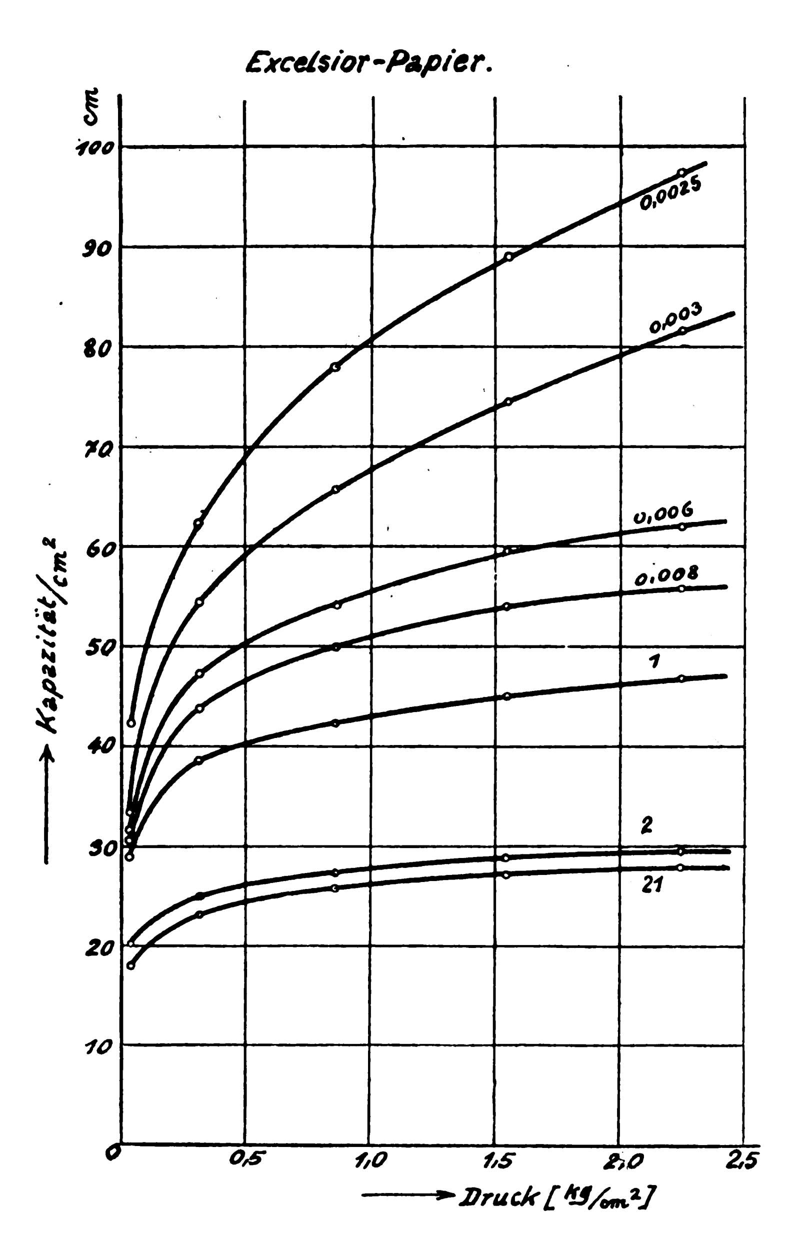


Fig. 4.

Die Celluloid- und Cellonplatten wiesen keine Änderungen infolge Feuchtigkeitseinflusses auf.

d) Einfluß der Frequenz (hierzu Tabelle 1). Die Messungen wurden an sämtlichen Probestoffen unter konstantem Druck (1,55 kg/cm²) bei Mittelfrequenz (ν — 500) und bei 2 verschiedenen Hochfrequenzen (ν — 55 600 und 620 000 bzw. Wellenlänge 5400 m und 485 m) durchgeführt; die Isolationspapiere wurden bei Mittelfrequenz zunächst nach Lagerung im feuchten Erdgeschoß und dann nochmals nach Trocknung im Exsiccator untersucht; bei Hochfrequenz fanden die Messungen nur nach vorhergehender Trocknung statt. Aus Tabelle 1 ist die starke Abhängigkeit der Kapazität und Verluste aller Stoffe von der Frequenz ersichtlich.

Bei den Papieren fällt das starke Zurückgehen der Kapazität mit wachsender Periodenzahl im Hochfrequenzgebiet auf; die Verluste steigen aufs mehrfache.

Celluloid verhält sich ganz ähnlich; die Änderung der Kapazität bei Übergang zu Hochfrequenz ist zwar wesentlich geringer, dafür das Anwachsen des Dekrements um das fünf- und zehnfache des Mittelfrequenzwertes um so ungünstiger.

Abhängigkeit der Dekrements vom Druck.



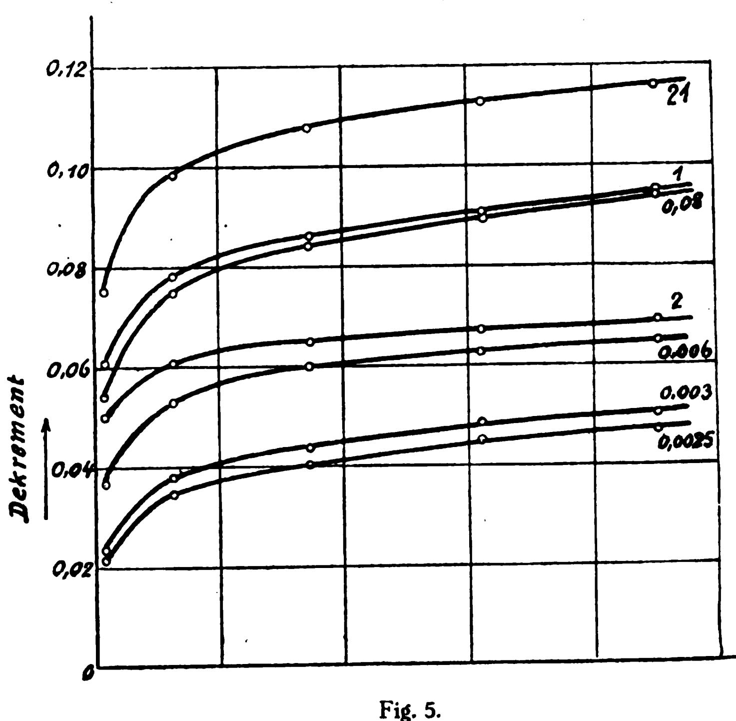


Fig. 5.

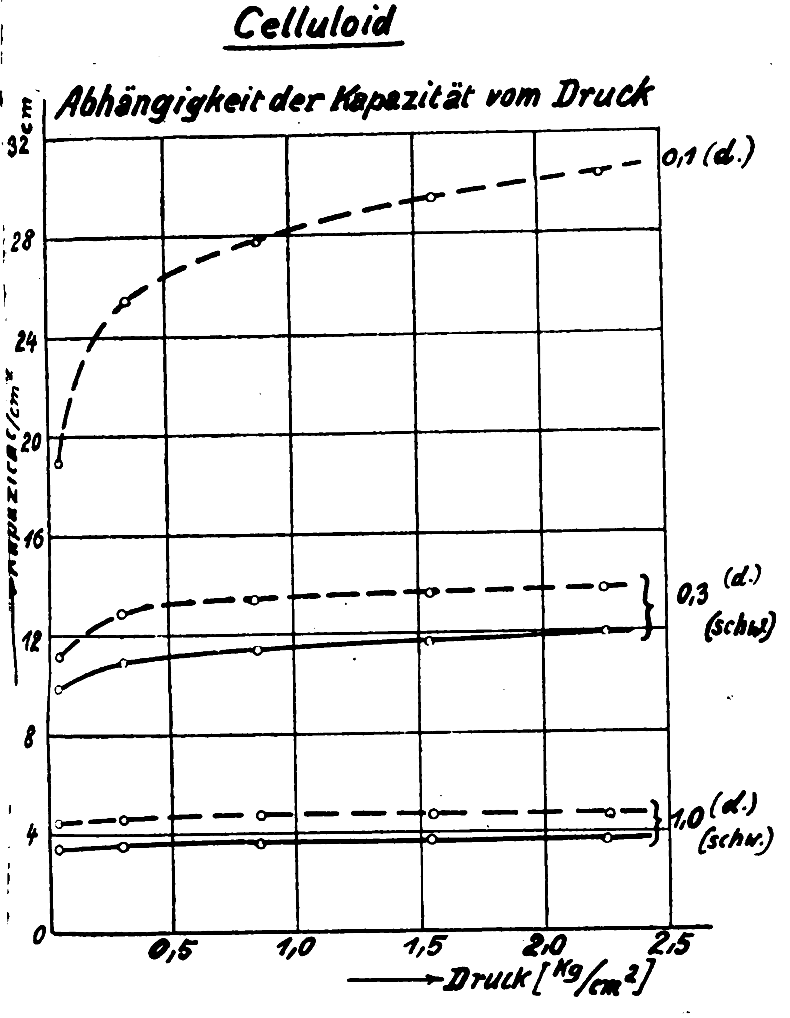
Bei Cellon gilt hinsichtlich Kapazität das gleiche; dagegen unterscheidet es sich bezüglich der Dekrementswerte von den übrigen Probestoffen insofern, als zwar bei Übergang von Mittelfrequenz zu einer Wellenlänge von 5400 m das Dekrement kräftig wächst, dagegen bei weiterer Frequenzsteigerung (auf Welle 485 m) wieder merklich zurückgeht. Eine Erklärung für dieses von den anderen Stoffen abweichende Verhalten, das an allen Cellonsorten auftritt, zu geben, ist mir nicht möglich.

B) Messungen der Durchschlagsfestigkeit (siehe Tabelle 2).

Von jeder Sorte konnten 4 Schichten durchschlagen werden. Die oft starken Abweichungen der Einzelmessungen liegen in Ungleichmäßigkeit des Materials begründet; derartige, stark abweichende Messungen wurden daher zur Berechnung des Durchschnittswertes nicht mit herangezogen.

Bei den 3 dicksten Sorten (Celluloid 1,0 mm durchsichtig und 1,0 mm schwarz, sowie Cellon 1,0 mm durchsichtig) konnte kein Durchschlag erzielt werden, weil der Spannungswandler nur bis 8000 Volt (effektiv) ausreichte und bei Effektiv-Spannungen in dieser Höhe Funken um den Rand der Platten herum von einer zur anderen Belegung übersprangen.

Celluloid zeigte kein von den übrigen Stoffen abweichendes Verhalten, insbesondere entzündeten sich die Platten nicht am Durchschlagsfunken.



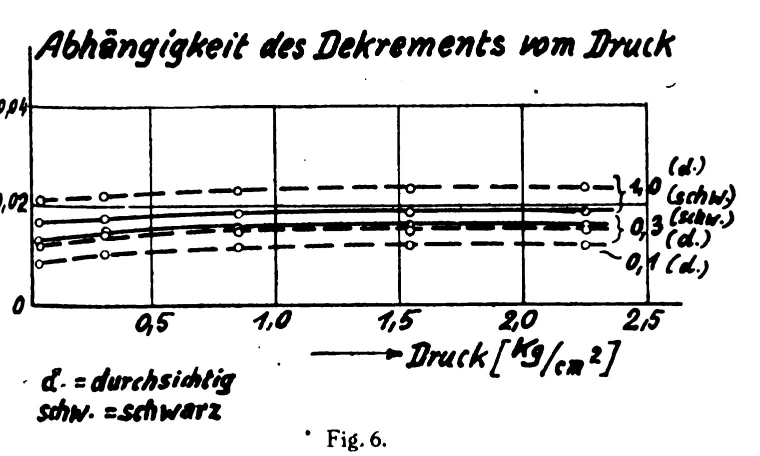


Fig. 6.

Tabelle 1.

Abhängigkeit der Kapazität/cm² und des Dekrements von der Frequenz (bei einem konstanten Druck von 1,55 kg/cm²).

Material	Kapazität/cm² in cm ν = 500/sec. *)	ν = 500/sec. getrocknet	ν = 55600 (λ = 5400 m) getrocknet	ν = 620000 (λ = 485 m) getrocknet	Dekrement ϑ ν = 500/sec. *)	ν = 500/sec. getrocknet	ν = 55600 (λ = 5400 m) getrocknet	ν = 620000 (λ = 485 m) getrocknet
Excelsior 0,0025	88,8	63,8	63,5	38,8	0,045	0,0234	0,050	0,052
„ 0,003	74,0	56,9	56,7	34,3	0,049	0,0293	0,057	0,062
„ 0,006	59,4	46,4	43,7	30,6	0,063	0,0400	0,090	0,107
„ 0,008	53,8	42,2	39,0	26,8	0,088	0,047	0,096	0,110
Excelsior 1 (0,01 cm dick)	44,8	35,3	31,9	22,5	0,090	0,045	0,096	0,101
Excelsior 2 (0,015 cm)	28,8	23,5	21,4	17,8	0,067	0,035	0,085	0,110
Excelsior 21 (0,015, rot)	27,2	22,6	20,3	16,9	0,113	0,051	0,086	0,088
4001	58,4	50,3	45,7	29,8	0,051	0,0367	0,051	0,064
4002 (beiderseits isol.)	43,1	35,3	35,0	25,5	0,029	0,0126	0,032	0,047
4003	48,5	43,9	40,9	27,5	0,036	0,0252	0,040	0,051
4004 (beiderseits isol.)	42,9	35,7	34,4	25,3	0,029	0,0127	0,033	0,047
4005	40,0	35,0	33,5	25,0	0,041	0,0257	0,042	0,055

*) bedeutet, daß die Papiere vor der Messung in dem etwas feuchten Erdgeschoß lagerten.

Abhängigkeit der Kapazität/cm² und des Dekrements von der Frequenz (bei einem konstanten Druck von 1,55 kg/cm²).

Material	Kapazität/cm² in cm ν = 500	ν = 55600	ν = 620000	Dekrement ϑ ν = 500	ν = 55600	ν = 620000
Celluloid 0,1 mm (durchsichtig)	29,5	27,6	21,0	0,0119	0,0590	0,105
„ 0,3 mm (schwarz)	11.7	11,4	10,1	0,0157	0,0714	0,116
„ 0,3 mm (durchsichtig)	13,7	13,3	11,3	0,0154	0,0710	0,122
„ 1,0 mm (schwarz)	3,63	3,58	3,34	0,0186	0,0820	0,134
„ 1,0 mm (durchsichtig)	4,69	4,54	4.22	0,0232	0,110	0,137
Cellon 0,1 mm (durchsichtig)	32,1	28,4	20,2	0,0562	0,209	0,157
„ 0,2 mm (schwarz)	22,0	19,9	14,4	0,0785	0,290	0,220
„ 0,3 mm (durchsichtig)	14,7	13,8	10,6	0,0688	0,292	0,280
„ 0,3 mm (schwarz)	15,8	14,5	11,1	0,0800	0.305	0,254
„ 0,65 mm (schwarz)	8,62	7,85	6.08	0,0890	0,317	0,310
„ 1,0 mm (durchsichtig)	4,94	4.43	3,65	0,0804	0,317	0,308

8. Zusammenfassung.

Zur Gesamtbeurteilung der geprüften Stoffe hinsichtlich ihrer Eignung als Dielektrika für Mittel- und Hochfrequenz lassen sich die Ergebnisse der verschiedenen Untersuchungen kurz folgendermaßen zusammenfassen:

Tabelle 2.
Durchschlagspannung.

Material	Durchschlagspannung			Bemerkung
	$E_{eff.}$ (Volt)	Mittelwert	$E_{max.}$ (Volt)	
Excelsior 0,0025	370 380 340 350	380	580	
„ 0,003	500 550 500 600	540	760	
„ 0,006	1800 1200 800 900	1180	1670	
„ 0,008	2400 2300 1500 2500	2180	3090	
Excelsior 1 (0,01 cm dick)	900*) 2600 2600 2900	2700	3820	*) Materialfehler
Excelsior 2 (0,015 cm dick)	1400*) 2700 3200 2800	2900	4100	*) Materialfehler
Excelsior 21 (0,015 cm dick)	2800 2700 3000 2600	2800	3960	
4001 (0,044 mm dick	400 550 500 400	460	650	
4002 doppelseit. isol. (0,055 mm dick)	370*) 450 500 550	500	710	*) Materialfehler
4003 (0,052 mm dick)	600 500 550 650	580	820	
4004 doppelseit. isol. (0,057 mm dick)	600 500 650 600	590	830	
4005 (0,060 mm dick)	400*) 550 500 500	520	740	*) Materialfehler

Allgemein erwiesen sich die dünnsten Sorten bezüglich hoher Kapazität und geringer Verluste als die brauchbarsten.

Von den Excelsiorpapieren kommen — soweit es die Durchschlagsfestigkeit erlaubt — für den genannten Zweck die beiden dünnsten Sorten (Excelsior-Papier 0,0025 und 0,003) in Frage; bezüglich der Kleinheit der Verluste sind ihnen die Isolationspapiere 4001 bis 4005 noch überlegen. Am besten sind in dieser Beziehung von sämtlichen Papieren die beiden doppelseitig isolierten

Tabelle 2.
Durchschlagspannung.

Material	Durchschlagspannung			Bemerkung
	$E_{eff.}$ (Volt)	Mittelwert	$E_{max.}$ (Volt)	
Celluloid 0,1 mm (durchsichtig)	2700 3000 4200 4000	3700	5250	
Celluloid 0,3 mm (schwarz)	5300 6400 5900 4900	5600	7900	
Celluloid 0,3 mm (durchsichtig)	6000 5800 5200 5300	5600	7900	
Celluloid 1,0 mm (schwarz)	—	—	—	außen herum
Celluloid 1,0 mm (durchsichtig)	—	—	—	Überschlag bei: $E_{eff.} = 8000$ V. $E_{max} = 11300$ V.
Cellon 0,1 mm (durchsichtig)	2600 2400 2500 2700	2500	3540	
„ 0,2 mm (schwarz)	4000 3600 2600 3300	3400	4800	
„ 0,3 mm (durchsichtig)	2700*) 7300 7100 5800	6700	9480	*) Materialfehler
„ 0,3 mm (schwarz)	4200 4300 4500 3700	4200	5940	
„ 0,65 mm (schwarz)	4400*) 4000*) 6800 6500	6700	9480	*) Materialfehler
„ 1,0 mm (durchsichtig)	—	—	—	bei 8000 Volt Effektivspannung Überschlag außen herum.

Sorten 4002 und 4004. — Wie schon oben betont, müssen die Isolationspapiere vor dem Einbau in den Kondensator sorgsam getrocknet und auch während und nach dem Zusammenbau peinlich vor Feuchtigkeit geschützt bleiben. — Die starke Änderung von Kapazität und Dekrement bei wachsender Frequenz, und zwar in ungünstigem Sinne, ist ein wesentlicher Nachteil der Isolationspapiere.

Cellon kommt wegen seiner verhältnismäßig hohen Verluste für praktische Verwendung als Dielektrikum weniger in Frage als die anderen Stoffe.

3. Celluloid hat bei Mittelfrequenz die geringsten Verluste (0,1 durchsichtig hat ein Dekrement von 0,0119); bei Hochfrequenz allerdings sind seine Verluste höher als die der besten Papiersorten. Die Kapazität der Celluloidplatten ist wesentlich weniger dem Einfluß der Frequenz unterworfen, wie die der Isolationspapiere.

Um einen Maßstab für die geprüften Versuchsstoffe zu geben, sind im nachfolgenden die Dekremente und Verlustwinkel der besten Sorten bei Mittelfrequenz nochmals zusammengestellt, ferner die Durchschnittswerte von technischen Kondensatoren, die ich mit der gleichen Meßanordnung und bei derselben Frequenz gemessen habe:

Material	Dekrement	Verlustwinkel (in ')
Excelsior Papier 0,0025 . . .	0,0234	26'
4002	0,0126	14'
Celluloid 0,1 mm durchsichtig .	0,0119	13'
Blockkondensatoren		
Siemens & Halske	0,010—0,0120	11—13'
Hydra-Werke	0,012	13'

Zur weiteren Vergleichsmöglichkeit folgen noch Verlustwinkel von anderen Materialien, die früheren Arbeiten entnommen sind.

Nach Giebe und Zickner (Archiv für Elektrotechnik, XI. Band, 1922, Seite 125) haben gute Glimmerstöpselkondensatoren bei Mittelfrequenz ($\nu = 800$) einen Verlustwinkel von 0,5 bis 6,0'.

Nach E. Schott (Jahrbuch der drahtlosen Telegrafie und Telefonie, Band 18, Heft 2) gelten bei Hochfrequenz (Wellenlänge 300 bis 1600 m) folgende Verlustwinkel:

Material	Verlustwinkel (in ')
Spezial-Gläser	1,5—25'
Glas (höchster Wert) . . .	90'
Quarz	0,4'
Guter Glimmer	0,6'
Preßbernstein	18'
Preßspan	100'

Inzwischen ist auch in der amerikanischen Zeitschrift „Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Dezember 1924", ein Artikel: „Electrical constants of dielectrics for radio frequency currents" von Stuart Ballantine erschienen. Aus den Ergebnissen dieser Untersuchungen stammen die folgenden Angaben:

Material	tang δ	Dekrement ϑ
Hartgummi (verschiedene Arten) . .	0,007—0,014	0,022—0,044
Celluloid	0,042	0,132
Bakelite	0,037—0,045	0,116—0,141
Glimmer (Mica)	0,0004	0,00126

Diese Messungen wurden ebenfalls mit der Substitutionsmethode bei einer Frequenz von 1 000 000 (Wellenlänge ($\lambda = 300$ m) durchgeführt. Unter den angeführten Stoffen befindet sich das auch von mir gemessene Celluloid. Meine an den dickeren Sorten vorgenommenen Messungen [bei Hochfrequenz (Wellenlänge $\lambda = 485$ m) [1,0 schwarz: $\vartheta = 0{,}134$, 1,0 durchsichtig: $\vartheta = 0{,}137$; vergl. Tabelle 1, letzte Spalte] stimmen mit dem obigen Ergebnis fast vollkommen überein. —

Die besten Sorten meiner Versuchsstoffe sind den technischen Blockkondensatoren hinsichtlich Kleinheit der Verluste vollkommen gewachsen; mit den bewährten, aber auch viel teueren Dielektrikumstoffen (guter Glimmer, Spezialglas, Quarz) halten sie natürlich keinen Vergleich in dieser Beziehung aus.

Tabelle 3.

Verlustwinkel δ und Dekrement ϑ.

Dekrement $\vartheta = \pi \cdot \operatorname{tg} \delta$	Verlustwinkel δ	Dekrement $\vartheta = \pi \cdot \operatorname{tg} \delta$	Verlustwinkel δ
0,0091	10'	0,1280	2° 20'
0,0137	15'	0,1326	2° 25'
0,0183	20'	0,137	2° 30'
0,0228	25'	0,142	2° 35'
0,0274	30'	0,146	2° 40'
0,0320	35'	0,151	2° 45'
0,0365	40'	0,155	2° 50'
0,0411	45'	0,160	2° 55'
0,0457	50'	0,166	3° —
0,0503	55'	0,174	3° 10'
0,0548	1° —	0,183	3° 20'
0,0594	1° 5'	0,192	3° 30'
0,0639	1° 10'	0,201	3° 40'
0,0686	1° 15'	0,210	3° 50'
0,0732	1° 20'	0,220	4° —
0,0777	1° 25'	0,229	4° 10'
0,0823	1° 30'	0,238	4° 20'
0,0868	1° 35'	0,247	4° 30'
0,0914	1° 40'	0,256	4° 40'
0,0960	1° 45'	0,266	4° 50'
0,1006	1° 50'	0,275	5° —
0,1051	1° 55'	0,284	5° 10'
0,1098	2° —	0,293	5° 20'
0,1142	2° 5'	0,302	5° 30'
0,1189	2° 10'	0,312	5° 40'
0,1234	2° 15'	0,321	5° 50'

Methode zur Bestimmung des Antennenwiderstandes.

Von **M. Osnos.**

Es war bekannt, den gesamten wirksamen Widerstand eines abgestimmten Kreises aus der Kopplung und dem Verhältnis der Ströme im Kopplungskreis und im Meßkreis zu bestimmen. (S. Z, B Rhein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum S. 206.)

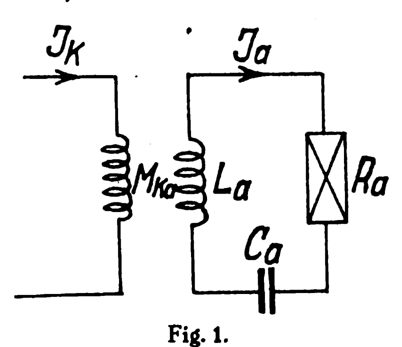


Fig. 1.

Es bezeichne (s. Fig. 1) *Ja* den Resonanzstrom im Meßkreis, *Jk* den im Kopplungskreis, *Ra* den gesuchten Widerstand, definiert durch $Ra = \frac{\Sigma Verluste}{J_a^2}$, ω die Resonanzfrequenz, dann ist

$$R_a = \frac{e}{J_a},$$

wobei *e* die vom Kopplungskreis übertragene E.M.K. ist. Fügt man in dem Meßkreis einen bekannten Widerstand *Rz* zu, so ist jetzt

$$R_a + R_z = \frac{e}{J_a'}.$$

Also
$$R_a = R_z \cdot \frac{1}{\frac{Ja}{Ja'} - 1}. \tag{1}$$

Bei früheren Versuchen, die nach diesem Verfahren ausgeführt wurden, ergaben sich zum Teil unmögliche Werte. Die Erklärung ist folgende:

Diese Formeln gelten nur im Falle der exakten Abstimmung des Meßkreises. Im allgemeinen Fall lautet die Gleichung, wenn beispielsweise induktive Kopplung angenommen wird,

$$\frac{J_a}{J_k} = \frac{\omega M_{ka}}{\sqrt{R_a^2 + (\omega L_a - \frac{1}{\omega Ca})^2}}. \tag{2}$$

Diese Gleichung ist für $\omega L_a = \frac{1}{\omega Ca}$ mit der obengenannten Gleichung identisch; in diesem Falle muß die Gleichung stimmen. Die falschen Resultate können also nur davon herrühren, daß der Meßkreis nicht richtig abgestimmt war.

Man hat bisher die Abstimmung des Meßkreises immer dadurch vollzogen, daß man in ihm die größte Leistung hergestellt hatte. Dies ist aber kein sicheres Kriterium für die richtige Abstimmung, vielmehr kann die Rückwirkung des Meßkreises auf den Kopplungskreis die Abstimmung beträchtlich fälschen. Die Methode kann aber mit Erfolg angewandt werden, wenn es gelingt, für die richtige Abstimmung des Meßkreises ein sicheres Merkmal zu finden.

Dieses Merkmal liefert die allgemeine Gleichung

$$\frac{Ja}{Jk} = \frac{\omega M_{ka}}{\sqrt{Ra^2 + (\omega La - \frac{1}{\omega Ca})^2}} \tag{3}$$

selbst. Das Verhältnis $\frac{Ja}{Jk}$ hat im Falle der Abstimmung $\omega L_a = \frac{1}{\omega Ca}$) ein ausgeprägtes Maximum; das reziproke Verhältnis $\frac{Jk}{Ja}$ ist dann natürlich ein Minimum. Hat man dieses Minimum entweder durch Veränderung der Konstanten des Meßkreises oder durch Variation der Frequenz ermittelt, dann berechnet sich der Widerstand zu

$$R_a = \omega M_{ka} \cdot (\frac{Jk}{Ja})_{min}. \tag{4}$$

Man kann dieses Formel direkt anwenden, wenn die gegenseitige Induktivität *Mka* hinreichend genau bekannt ist. Da diese aber nicht direkt gemessen werden kann, sondern als Differenz zweier nicht sehr verschiedener Induktivitäten ermittelt werden muß, ist die Genauigkeit meist nicht genügend groß. Es ist daher vorteilhaft, zur Widerstandsmessung die induktive Kopplung durch eine galvanische[1]) zu ersetzen (s. Fig. 2); *Mka* ist das Stück Induktivität, das beiden Kreisen gemeinsam ist und kann direkt gemessen werden.

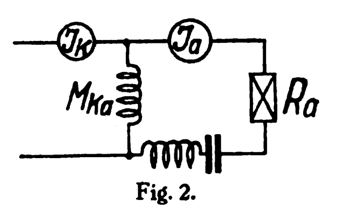


Fig. 2.

Sämtliche Gleichungen gelten natürlich nur für den Fall, daß *Ja* und *Jk* von gleicher Periodenzahl sind; man muß also im Kopplungskreis entweder nur, bzw. stark überwiegend, einen Strom der Nutzfrequenz haben oder aber in bekannter Weise den Anteil der Nutzfrequenz im Kopplungskreis bestimmen.

Nach dieser Methode kann man z. B. den Widerstand einer Antenne bei voller Belastung bestimmen.

Versuchsbeispiel.

Künstliche Antenne mit Wasserwiderstand und galvanischer Kopplung. Es ist

$$M_{ka} = 0{,}39 \text{ km}, \ = 2\pi \cdot 30\,000, \ J_a = 36 \text{ Amp.}$$

$$(\frac{Jk}{Ja})_{min} = 0{,}895.$$

Es ergibt sich $R_a = 6{,}58$ Ohm.

Der Wasserwiderstand war $R = \frac{220}{36} = 6{,}12$ Ohm.

Die Antennenleistung betrug also 8,5 kW, die Leistung am Wasserwiderstand 8,0 kW.

[1]) Der Ausdruck galvanisch ist in diesem Falle eigentlich nicht richtig, da die übertragene E. M. K. nicht den Strom, sondern der Änderung des Stromes proportional ist. Es ist jedoch in der Hochfrequenztechnik üblich geworden, auch diese Kopplungsart unter den Namen galvanisch zu fassen.

Das vorige Verfahren zur Messung des Antennenwiderstandes gilt für Sender mit Zwischenkreisen. Das folgende Verfahren ermöglicht die Messung auch dann, wenn kein Zwischenkreis vorhanden ist.

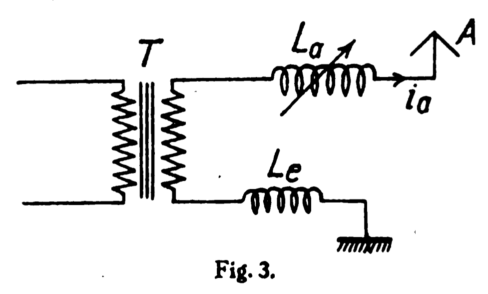


Fig. 3.

In Fig. 3 sei eine gewöhnliche Antennenanlage mit dem sie speisenden Transformator T dargestellt, deren Ohmscher Widerstand gemessen werden soll. Wir schalten nach Fig. 4 zwischen Transformator und Antenne ein ange-

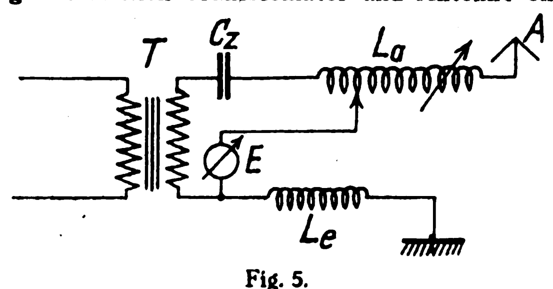


Fig. 5.

nähert abgestimmtes Glied Cz Lz und legen ein Voltmeter an die erdseitige Klemme P des Transformators und messen die Spannung zwischen P und verschiedenen Punkten Q von Lz. Es muß sich ein Punkt Q für eine kleinste Spannung E_{min} finden lassen. Dann ist der Ohmsche (bzw. Verlust-) Widerstand

$$r_a = \frac{E_{min}}{i_a}.$$

Beweis: Da der Antennenkreis der Fig. 1 angenähert abgestimmt und der Widerstand des Transformators natürlich induktiv ist, muß der aus $LeLaCa$ bestehende Zweig einen kapazitiven Widerstand ϱ bilden. (Durch das Einschalten von Lz Cz ändert sich gar nichts.) Man kann daher von Lz einen Teil X Q abgreifen, dessen induktiver

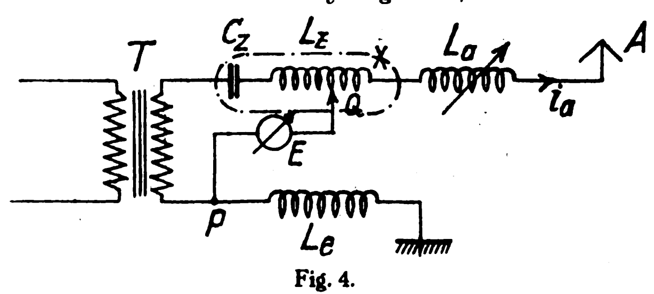


Fig. 4.

Widerstand $r_x = -\varrho$ ist. In diesem Fall muß die Spannung E am kleinsten sein, nämlich gleich dem Ohm'schen Spannungsverlust in der Antenne.

Die Kapazität Cz muß so gewählt werden, daß ihr

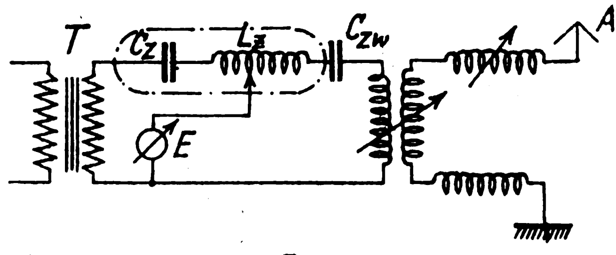


Fig 6.

Widerstand ϱ_2 gleich oder etwas größer als der induktive Widerstand des Transformators ist. Auf die genaue Abstimmung von Cz Lz kommt es nicht an, da man für die Abstimmung der Antenne La variieren kann. Wenn die Antennenverlängerung einen genügenden Überschuß hat, kann man eine besondere Spule Lz ganz entbehren (Fig. 5).

Das Verfahren kann man natürlich auch im Zwischenkreise anwenden (Fig. 6), wobei der Ohmsche Widerstand der Antenne und des Zwischenkreises zusammen gemessen wird.

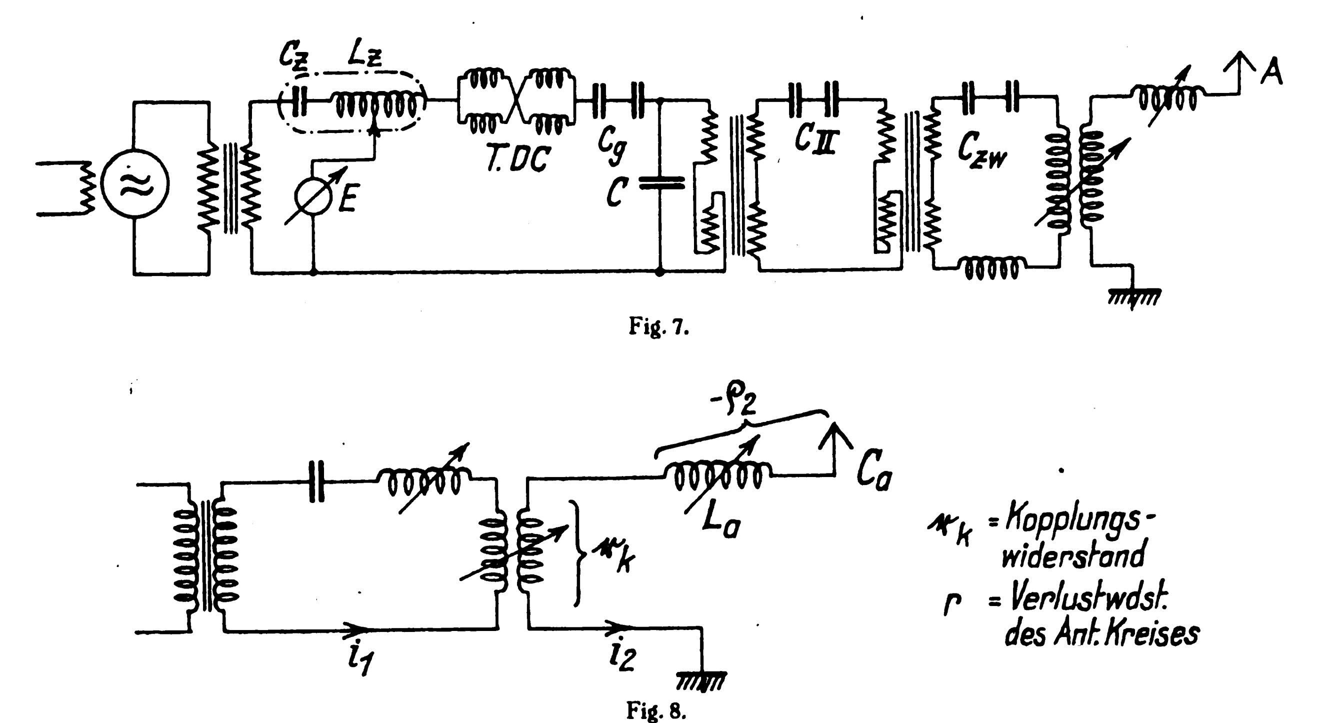


Fig. 7.

Fig. 8.

Überhaupt kann dieses Verfahren zur Bestimmung des Verlustwiderstandes von ganzen Sendeanlagen oder einzelnen beliebigen Teilen derselben benutzt werden. Zum Beispiel für die ganze Anlage des Senders *S II* (Fig. 7).

Im folgenden sei eine weitere Methode angeführt, die sich besonders dann sehr gut eignet, wenn man einen Zwischenkreis hat, bei dem der Kopplungswiderstand (bzw. die gegenseitige Induktion der Kopplung), wie es z. B. bei induktiver Kopplung mit großer Streuung der Fall ist, sich nicht mit genügender Genauigkeit bestimmen läßt:

1. Man stimme zunächst (s. Fig. 8) den Antennenkreis auf Resonanz ab ($\mathfrak{r}_k - \varrho_2 = 0$).

Wir wissen, daß dieses dann der Fall ist (s. Bericht Nr. 14), wenn $\frac{i_2}{i_1}$ = Maximum. Dieser aus einigen Versuchen leicht zu bestimmende Wert sei mit $\sqrt{a}$ bezeichnet, so daß

$$\frac{i_2^2}{i_1^2} = a = \frac{\mathfrak{r}_k^2}{r^2}. \tag{5}$$

2. Dann schaltet man (s. Fig. 9) im Antennenkreis einen induktiven Widerstand x ein (der nicht notwendiger- aber zweckmäßigerweise angenähert dem schätzungsweise angenommenen Verlustwiderstand der Antenne gleich ist), ohne sonst an der Antenne etwas zu ändern, und liest die neuen Werte von i'_1 und i'_2 an den Amperemetern ab. Der neue Wert des Verhältnisses von $\frac{i'_2}{i'_1}$ sei mit $\sqrt{a'}$ bezeichnet, dann ist

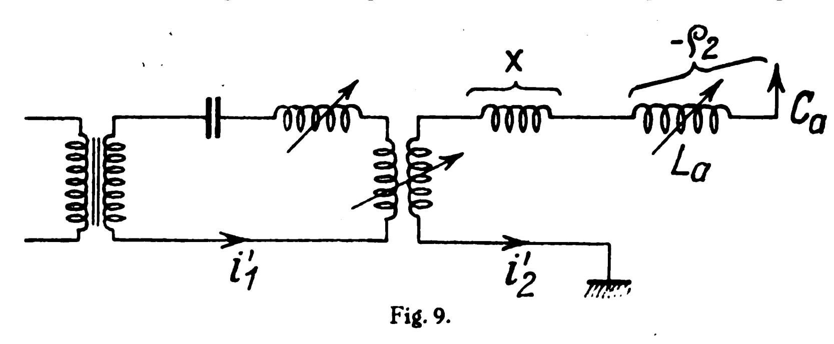


Fig. 9.

$$a' = \frac{i_2'^2}{i_1'^2} = \frac{\mathfrak{r}_k^2}{x^2 + r^2}. \tag{6}$$

Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich der Verlustwiderstand des Antennenkreises

$$r = x\sqrt{\frac{a'}{a - a'}} = \frac{x}{\sqrt{\frac{a}{a'} - 1}} \tag{7}$$

Anhang.

Ableitung der Formeln 5—7.

Bezeichnet man mit x_1 den gesamten Blindwiderstand des Zwischenkreises (einschließlich Streureaktanz des Frequenztransformators), mit x_2 jenen des Antennenkreises, mit e die innere *EMK* des Frequenztransformators, so lauten die Spannungsgleichungen für beide Kreise:

$$\text{I.} \quad e = i_1\, j\, x_1 + i_2\, j\, \mathfrak{r}_k$$

$$\text{II.} \quad 0 = i_1\, j\, \mathfrak{r}_k + i_2\,(j\, x_2 + r)$$

Daraus

$$i_1 = e\,\frac{j\,x_2 + r}{\mathfrak{r}_k^2 - x_1 x_2 + j\, x_2 r}$$

$$i_2 = e\,\frac{j\,\mathfrak{r}_k}{\mathfrak{r}_k^2 - x_1 x_2 + j\, x_2 r}$$

also $\frac{i_2}{i_1} = \frac{j\,\mathfrak{r}_k}{j\,x_2 + r}$, bzw. $\left(\frac{i_2}{i_1}\right)^2 = a = \frac{\mathfrak{r}_k^2}{x_2^2 + r^2}$.

1) Für $x_2 = 0$ (Antennenkreis abgestimmt) ist

$$\left(\frac{i_2}{i_1}\right)^2 = a = \frac{\mathfrak{r}_k^2}{r^2} \text{ ein Maximum.}$$

2) Für $x_2 = x$ ist

$$\left(\frac{i_2'}{i_1'}\right)^2 = \frac{\mathfrak{r}_k^2}{x^2 + r^2} = a'.$$

Aus 1) und 2) folgt: $a\, r^2 = a'\, x^2 + a'\, r^2$

$$r^2 = x^2\,\frac{a'}{a - a'}$$

somit der gesuchte Ohmsche Widerstand

$$r = x\sqrt{\frac{a'}{a - a'}} = \frac{x}{\sqrt{\frac{a}{a'} - 1}}.$$

Sollte infolge gedrängter Aufstellung der Spulen die Zusatzspule x mit den anderen Spulen der Antenne oder auch des Zwischenkreises koppeln, so kann man eine weitere Messung mit vertauschten Anschlüssen von x durchführen (vgl. T. B. Nr. 14). Die drei Messungen ergeben:

1) $a = \frac{\mathfrak{r}_k^2}{r^2}$

2) $a_1' = \frac{(\mathfrak{r}_k + \mathfrak{r}')^2}{(x + x')^2 + r^2}$

3) $a_2' = \frac{(\mathfrak{r}_k - \mathfrak{r}')^2}{(x - x)^2 + r^2}$.

Mit geeigneten Vernachlässigungen r^{12} und x^{12} sehr klein, a_1' und a_2' wenig verschieden) ergibt sich

$$r = x\sqrt{\frac{\frac{a_1' + a_2'}{2}}{a - \frac{a_1' + a_2'}{2}}} = x\sqrt{\frac{a'_{mittel}}{a - a'_{mittel}}}$$

Elektrostatische Voltmeter und Glimmröhren zur Spannungsmessung in Hochfrequenz.

Von **A. Palm.**

Im Laboratorium der Firma Hartmann & Braun wurden in den letzten Jahren sehr zahlreiche Spannungsmessungen in Hochfrequenz ausgeführt bei Spannungen von 5 Volt bis 15 000 Volt und bei Frequenzen bis zu 10^6 Perioden p. S. Die hierbei gesammelten Erfahrungen führten zur Anpassung bestehender Voltmeterkonstruktionen und zur Ausbildung der Methode der Spannungsmessung mit der Glimmröhre, über die in folgendem berichtet werden soll.

1. Niederspannungsmessungen.

Multizellular-Voltmeter. Von den direkt zeigenden Voltmetern eignet sich für Hochfrequenzmessungen allein das elektrostatische. Sein Meßwerk stellt bei richtiger Ausführung eine reine, scharf definierte Kapazität dar, so daß der Energieverbrauch bei allen Frequenzen praktisch null ist. Bei Niederspannung spielen die dielektrischen Verluste in den Konstruktionsteilen aus Isoliermaterialien noch keine Rolle. Dagegen wächst der Stromverbrauch mit steigender Frequenz zu recht erheblichen Beträgen an.

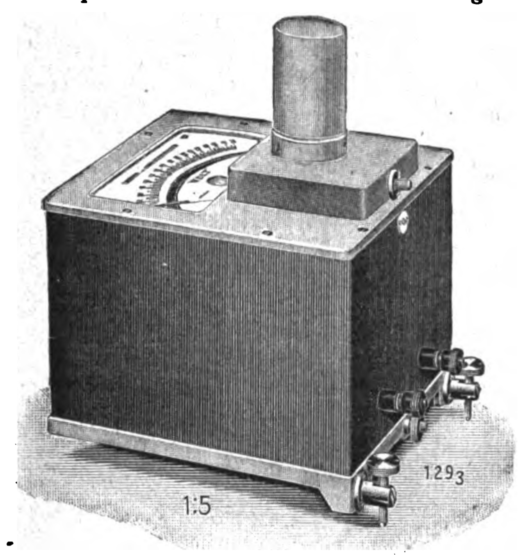


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt ein Multizellular-Voltmeter [1]) für O bis 150 Volt, dessen Skala von 5 bis 150 Volt gleichmäßige Teilung besitzt. Die Anordnung des Meßwerks, die uns hier hauptsächlich interessiert, ist in Fig. 2 schematisch dargestellt. An einem Aufhängeband A ist über einem Isolierstück J die Drchachse O befestigt, die durch ein sehr feines Goldband B mit dem Metallgehäuse G verbunden ist. Durch die Achse O sind feine Drähte D hindurchgesteckt, die in den Kammern K schwingen. Bei einer Potentialdifferenz zwischen D und K oder den Klemmen V_1 und V_2 werden die Drähte D in die Kammern K hineingezogen und bewegen so den Zeiger Z über die Skala S. Mit dem Punkte P und der Klemme V_3 sind sämtliche Metallteile des Meßinstruments, die nicht zum Meßwerk G, K, D gehören, leitend verbunden. Man kann also Zeiger, Skala und die Metallteile des Instrumentgehäuses an der Klemme V_3 erden, wodurch eine Beeinflussung des Zeigerausschlages von außen, besonders durch den Beobachter, vermieden wird. Das Aufhängeband ist nur Zuleitung zum Zeiger, während das Goldband B die Zuleitung zum beweglichen Teil des Meßwerks über-

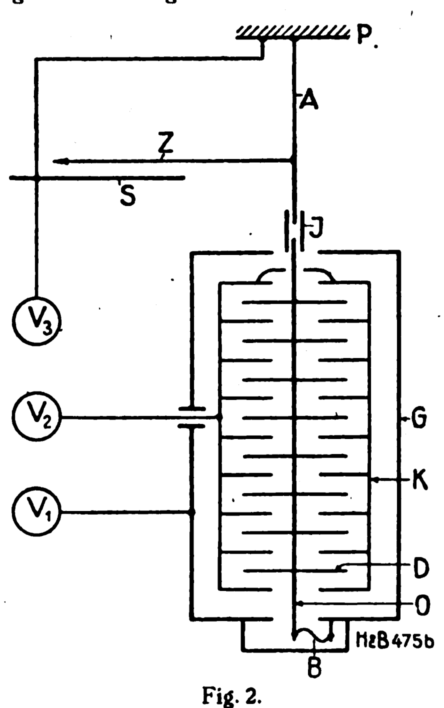


Fig. 2.

nimmt. Das Goldband ist noch in einer besonderen Kammer des Gehäuses G untergebracht, die „elektrisch" vollständig geschlossen ist und dasselbe Potential besitzt wie das Goldband, damit nicht durch ein Feld zwischen dem Band und benachbarten Teilen unerwünschte elektrostatische Kräfte auftreten.

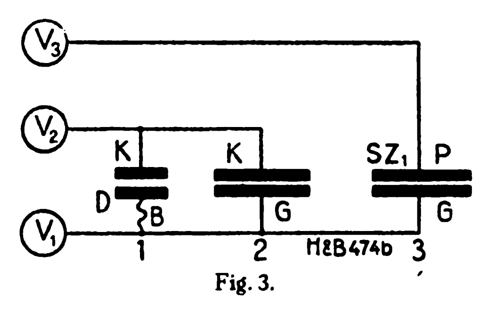


Fig. 3.

Das Schema der Kapazitäten des Instrumentes ist in Fig. 3 mit den Kondensatoren C_1, C_2 und C_3 dargestellt. Nur die „aktive" Kapazität C_1 mit den Belägen K (Kammer) und D (Drähte des beweglichen Teils) wird über das Goldband B geladen. Parallel zu C_1 liegt der Kondensator C_2 mit den Belägen K und G, Kammer und Gehäuse nach Fig. 2. End-

[1]) Siehe A. Palm, Elektrostatische Voltmeter mit der Spannung proportionalem Zeigerausschlag. „Zeitschrift für Fernmeldetechnik", 1921, Heft 11.

lich stellt C_3 die Kapazität zwischen dem die Kammer umschließenden Gehäuse G (vergl. Fig. 2) und den übrigen Metallteilen S, Z und P des Instrumentes dar. Die Kapazität C_1 ist vom Zeigerausschlag und von der Zahl der Kammern K und Drähte D abhängig. Die Messung dieser kleinen Kapazitäten wurde nach einer recht zuverlässigen Methode[2]) bei 1000 Perioden in folgender Weise vorgenommen: Zuerst wurde $C_1 + C_2$ gemessen (vergl. Fig. 3), dann wurde das Goldband B abgetrennt und C_2 allein gemessen; anschließend folgte die Messung von C_3. Die Kapazitäten C_2 und C_3 sind unabhängig vom Zeigerausschlag und C_3 auch von der Kammerzahl. Die Werte sind etwa folgende:

Bei 40 Kammern $C_2 = 53$ cm; bei 20 Kammern C_2 30 cm; $C_3 = 45$ cm. C_3 spielt nur für die Belastung des Meßobjektes eine Rolle. Kann man bei der Messung die Klemmen V_3 und V_1 (Fig. 3) miteinander und mit Erde verbinden, was meist der Fall ist, so fließt über C_3 überhaupt kein Strom. Fig. 4 zeigt die Abhängigkeit der Meßkapazität $C_1 + C_2$ vom Zeigerausschlag, die obere Kurve bei 40 Kammern, die untere bei 20 Kammern.

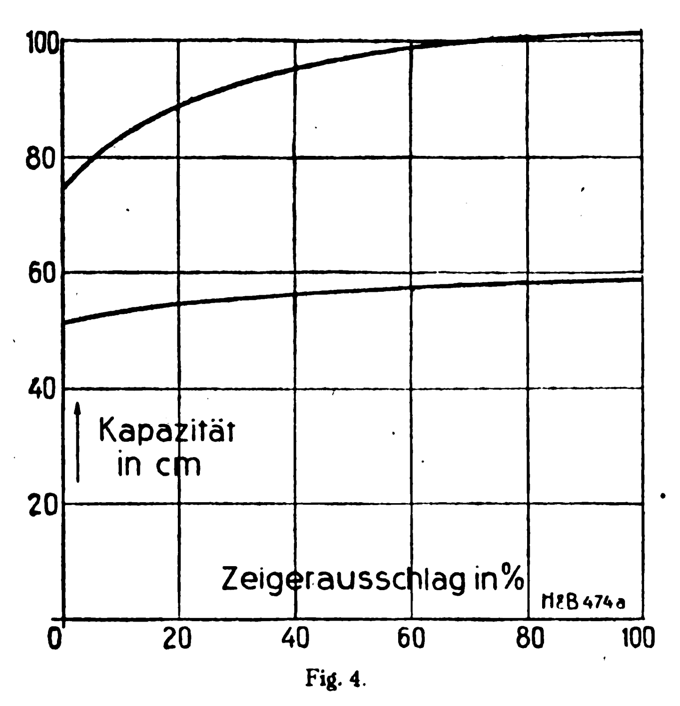


Fig. 4.

Es ist nun die Frage, bis zu welchen Frequenzen diese Voltmeter verwendbar sind. Das Goldband B (Fig. 2 und 3) ist ein sehr günstiger Hochfrequenzleiter und vermag Ströme bis zu 0,1 Amp. sicher zu führen. Dieser Strom fließt bei 150 Volt und einer Kapazität C_1 von 50 cm bei einer Frequenz von $2 \cdot 10^6$ Perioden p. S. Tatsächlich ist bei meinen Spannungsmessungen mit so hohen Frequenzen niemals ein Goldband durchgebrannt.

Die Angabe eines elektrostatischen Voltmeters ist prinzipiell unabhängig von der Frequenz. Damit ist natürlich noch nicht erwiesen, daß bei hohen Frequenzen keine Fehler auftreten. Eine gewisse Frequenzabhängigkeit könnte z. B. durch die Zuleitungen herbeigeführt werden. Eine experimentelle Kontrolle ist nicht ganz einfach. Sie wurde in folgender Weise durchgeführt: Bei der Prüfung der unten beschriebenen Glimmröhren wurde die Scheitelspannung mit der Ventilröhre in der von Karolus[3]) angegebenen Kompensationsschaltung sehr sorgfältig gemessen. Hierbei wurde immer auch der Effektivwert mit dem elektrostatischen Multizellular-Voltmeter gemessen. Der aus beiden Werten errechnete Scheitelfaktor stimmte besonders bei sehr hohen Frequenzen genau mit dem Wert $\sqrt{2}$ der Sinuswelle überein, wenn durch entsprechende Einstellung des Röhrengenerators und der Schwingungskreise eine gut sinusförmige Spannung gewährleistet war.

Die obere Frequenzgrenze für diese Voltmeter ist also durch das Goldband B (Fig. 2) gegeben, das bei dem mit der Frequenz wachsenden Strom schließlich durchbrennt. Diese Grenze liegt bei etwa 10^6 Perioden p. S. Bei höheren Spannungen — die Multizellular-Voltmeter werden für Meßbereiche bis 1500 Volt ausgeführt — ist die höchste noch zulässige Frequenz der Spannung entsprechend geringer. Da das Drehmoment mit dem Quadrat der Spannung wächst, kann man die Meßwerke für höhere Spannungen auch mit stärkeren Zuleitungsbändern versehen.

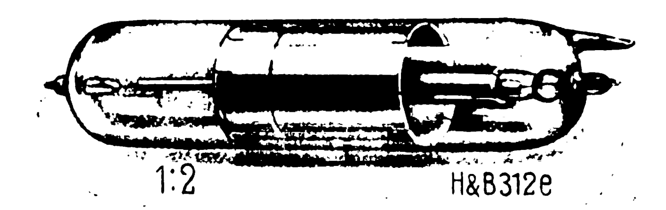


Fig. 5.

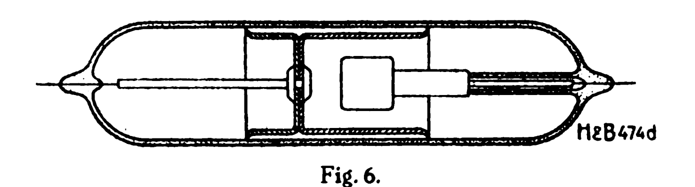


Fig. 6.

Glimmröhre. In einer früheren Arbeit[4]) habe ich über die Messung von Scheitelspannungen mit der Glimmröhre berichtet. Die dort veröffentlichten Messungen erstreckten sich bis zu 10^6 Perioden p. S. Inzwischen wurden sehr zahlreiche Glimmröhren einer sorgfältigen Dauerprüfung unterzogen, die gezeigt hat, daß die Glimmröhre ein sehr geeignetes Instrument zur Spannungsmessung auch in Hochfrequenz darstellt. Fig. 5 gibt die von Hartmann & Braun hergestellte Glimmröhre für Spannungsmessungen in Ansicht und Fig 6 im Schnitt wieder. Die Röhren beginnen bei einer ganz bestimmten Spannung zu glimmen, unabhängig von Frequenz, Temperatur und Zeit, und zwar bei etwa 160 Volt. Der genaue Wert der Glimmspannung wird in das Glas der Röhre eingeätzt. Der kleinste Spannungswert, der mit einer solchen Röhre gemessen werden kann, ist eben diese Glimmspannung bei Wechselstrom, also etwa $160/\sqrt{2} = 113$ Volt Effektivspannung. Die Röhren sind mit Neon gefüllt, so daß der Einsatz des Glimmens, besonders bei Hochfrequenz, deutlich zu sehen ist, und dieser Glimmeinsatz dient als Zeichen für die Erreichung oder die Überschreitung der Glimmspannung. Der Anwendungsbereich der Glimmröhre liegt also über 160 Volt Scheitelwert.

[2]) W. Geyger, „Ein einfaches Kompensationsverfahren zur Untersuchung von Kondensatoren bei niederen und mittleren Frequenzen." Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1923, Heft 4, S. 155.

[3]) A. Karolus, „Untersuchungen über das kontinuierliche Röntgenspektrum bei verschiedenen Entladungsfrequenzen". Ann. d. Physik, 1923, S. 606, Fig. 3.

[4]) Die Glimmröhre als Spannungsnormal zur Messung von Spannungsscheitelwerten. Zeitschr. f. techn. Phys. 1923, S. 233.

Zur Spannungsmessung bedient man sich eines kapazitiven Spannungsteilers nach Fig. 7. Die zu messende Spannung V wird durch die beiden Kondensatoren C_1 und

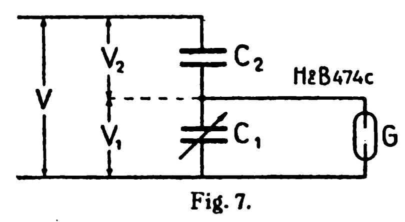


Fig. 7.

C_2 in die Teilspannungen V_1 und V_2 zerlegt. Zu dem regulierbaren Kondensator C_1 von 500 bis 1000 cm Endwert ist die Glimmröhre G parallel geschaltet. Es ergibt sich dann die Beziehung

$$V = V_1 \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right). \tag{1}$$

Im Augenblick des Glimmeinsatzes ist $V_1 = Vg$, d. h. gleich der konstanten Glimmspannung der Röhre G. Dies in Gleichung (1) gibt

$$V = V_g \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right). \tag{2}$$

Vg und C_2 sind Konstanten, es ist also die zu messende Spannung V proportional C_1. Zur Messung einer Spannung V stellt man den Kondensator C_1 zunächst auf seinen größten Wert, verkleinert ihn langsam durch Drehen, und damit steigt V_1. Sowie V_1 den Wert Vg erreicht hat, glimmt die Röhre; man hört auf zu drehen, liest den Wert von C_1 an seinem Zeiger ab und erhält dann nach der Beziehung 2 den gesuchten Spannungswert V. Man kann auch an dem Drehkondensator C_1 eine Spannungsteilung anbringen, so daß keine Rechnung mehr notwendig ist. Die Kapazität des festen Kondensators C_2 ist im allgemeinen kleiner als die von C_1, richtet sich nach der Größe von V und läßt sich in einfacher Weise berechnen.

Die Gleichungen (1) und (2) gelten nur, wenn die Teilspannungen V_1 und V_2 in Phase sind. Diese Voraussetzung ist nur erfüllt, wenn die Zeitkonstanten der Kondensatoren C_1 und C_2 gleich sind, d. h. wenn sie gleiche Verlustwinkel haben. Bei den verlustlosen Luftkondensatoren ist diese Voraussetzung ohne weiteres gegeben. Ist aber z. B. der Kondensator C_2 allein mit einem erheblichen Verlustwinkel behaftet, so treten Meßfehler ein, die mit dem Verhältnis $V_2 : V_1$ wachsen. Hierauf ist bei der Wahl des Spannungsteilers zu achten.

Schaltet man dem Kondensator C_1 noch ein elektrostatisches Voltmeter parallel, so läßt sich aus Scheitelspannung V_1 und Effektivspannung V'_1 ohne weiteres der Scheitelfaktor berechnen. Hierfür ist es nicht notwendig, die Kapazität von C_1 und C_2 zu kennen.

Der Spannungsmessung mit der Glimmröhre fehlt zwar der selbsttätig sich einstellende Zeiger. Dafür ist die Glimmröhre ein sehr einfaches und betriebssicheres Instrument von nur etwa 6 cm Kapazität. Sie läßt sich gerade in Hochfrequenz in vielen Fällen anwenden, in denen das Effektivvoltmeter versagt, z. B. bei der Spannungsmessung gedämpfter Wellen, bei ungedämpften Wellen im Morse- oder Sprechbetrieb, wo die Zeigerinstrumente fast nie zur Ruhe kommen. Von den sehr zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten sei noch eine erwähnt. Es sei die Aufgabe gestellt, eine Spannung V (oder eine von V abhängige Größe, z. B. Stromstärke, Wellenlänge) in bestimmten Grenzen V_a und V_b zu halten. Um nun in einfacher Weise zu kontrollieren, ob $V_a < V < V_b$ ist, verwendet man zwei Anordnungen A und B nach Fig. 7, stellt A so ein, daß die Glimmröhre G_a bei $V = V_a$ anspricht, und die Anordnung B so, daß der Glimmröhre G_b bei $V = V_b$ anspricht. Es wird dann folgendes eintreten:

$V < V_a < V_b$	beide Röhren dunkel:	V zu klein
$V_a < V < V_b$	Röhre G_a glimmt, G_b dunkel:	V richtig
$V_a < V_b < V$	beide Röhren glimmen:	V zu groß.

Der Beobachter erhält so in einer das Auge nur wenig ermüdenden Weise Signale zur Steuerung der Spannung V. Dabei kann die Toleranz $V_b - V_a$ beliebig gehalten werden. Da die glimmende Glimmröhre auch in Hochfrequenz eine Gleichstrompomponente führt, die ein empfindliches Galvanometer kräftig zum Ausschlag bringt, wäre es theoretisch möglich, mit der Zwei - Glimmröhrenmethode eine Spannung V automatisch innerhalb einer bestimmten Toleranz konstant zu halten. Die praktische Durchführung dieses Gedankens würde wahrscheinlich die Überwindung erheblicher Schwierigkeiten notwendig machen.

2. Hochspannungsmessungen.

Elektrostatische Voltmeter. Auch für Hochspannungsmessungen des Effektivwertes in Hochfrequenz kommt nur das elektrostatische Meßprinzip in Frage.

Ich habe vor längerer Zeit ein elektrostatisches Voltmeter für 13 000 Volt von Hartmann & Braun, einer Type, die sich in Nieder- und Mittelfrequenz vielfach bewährt hat, bei 10 000 Volt und 10^6 Perioden p. S. bei ungedämpften Schwingungen eingeschaltet. Der Zeiger ging flott auf seinen Ausschlag, aber nach einer Minute war das Instrument verbrannt. Die Untersuchung ergab folgendes: Die Hartpapiergrundplatte zeigte in der Nähe beider Spannungsdurchführungen starke Aufblähungen, die Spannung war zwischen den Papierschichten innerhalb der Hartpapierplatte von Elektrode zu Elektrode übergeschlagen. Die Ursache des Durchschlags waren dielektrische Verluste im Hartpapier, die eine lokale Erwärmung und damit ein Sinken der Durchschlagsfestigkeit zur Folge hatten. Es war also notwendig, die Konstruktion zu ändern nach dem obersten Grundsatz der Isolierkunst: möglichst wenig Isoliermaterial von möglichst kleinen dielektrischen Verlusten, Vermeidung hoher Feldstärken.

Zunächst wurde das Isoliergehäuse durch ein Metallgehäuse ersetzt und mit einem Spannungspol verbunden. Damit wurde eine Spannungsdurchführung eingespart. Wenn ein Spannungspol der Stromquelle geerdet ist, wird dieser mit dem Gehäuse verbunden, andernfalls muß das Instrument isoliert aufgestellt werden. Es bleibt dann immer noch eine Hochspannungsdurchführung, die der beschränkten Abmessungen wegen Schwierigkeiten machte. Eine Porzellandurchführung, die im wesentlichen aus einem dünnwandigen Porzellanrohr von 30 mm Durchmesser bestand, hielt zwar einer Spannung von 12 000 Volt bei 10^6 Perioden 10 Minuten lang stand, schlug dann aber aus denselben Gründen wie die Hartpapierplatte durch, nur mit einer sehr viel effektvolleren Leuchterscheinung.

Fig. 8 zeigt die endgültige Ausführung von vorne, und Fig. 9 von der Rückseite gesehen. In eine ziemlich große Aussparung der metallenen Grundplatte ist eine Glasscheibe eingesetzt, das einzige Stück aus Isoliermaterial am ganzen Instrument. Es wurde zunächst gutes Spiegelglas, später Minosglas von Schott u. Gen., Jena, verwendet, dessen dielektrischer Verlustwinkel bekanntlich sehr klein ist. Die Mitte der Glasscheibe ist zur Spannungsdurchführung durchbohrt. Der Durchführungsbolzen wird mit zwei Muttern,

deren Ränder gut verrundet sind, auf der Glasscheibe festgehalten. Der Durchmesser dieser Muttern beträgt etwa $\frac{1}{e}$ des Durchmessers der Aussparung in der Grundplatte (e Basis der nat. Log.), so daß die Feldstärke am Umfang der Muttern den bei den gegebenen Abmessungen kleinst möglichen Wert erreicht [5]).

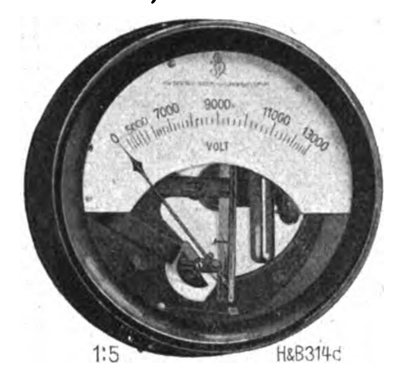


Fig. 8.

Auf der inneren Mutter an der Glasscheibe ist der feste Belag des Meßwerks montiert. Er besteht aus scheinbar sehr dicken gut verrundeten Aluminiumplatten, die aber durch Aussparungen möglichst leicht gemacht wurden, um besonders bei mechanischen Stößen eine Überlastung der Glasscheibe als Träger zu vermeiden. Die übrigen Teile dieses Meßwerks setze ich als bekannt voraus.

Das Instrument hat sich bis 13 000 Volt und 10^6 Perioden p. S. in Dauerschaltung sehr gut bewährt. Seine Kapazität, die sich mit dem Ausschlag etwas ändert, beträgt etwa 15 cm, so daß bei 13 000 Volt ein Strom von etwa 1,4 Amp. fließt. Der Steigerung der Frequenz ist auch hier durch die Stromstärke eine Grenze gesetzt, die der sehr dünnen beweglichen Spannungsplatte und ihren Aufhängebändern gefährlich werden kann. Bei 15 Amp. und 50 Perioden p. S. werden Platte und Bänder noch nicht warm. Bei 10 Amp. und $5 \cdot 10^6$ Perioden p. S. konnte ich ebenfalls keine Erwärmung feststellen. Die Frequenz 10^7, bei der ein Ladestrom von etwa 14 Amp. auftritt, wird wohl die obere Verwendungsgrenze dieser Instrumente darstellen.

Zur Messung von Spannungen über 13 000 Volt ließe sich dem Instrument ohne weiteres ein geeigneter Kondensator vorschalten.

G l i m m r ö h r e. Zur Messung sehr hoher Spannungen mit der Glimmröhre bedient man sich ebenfalls eines kapazitiven Spannungsteilers nach Fig. 7. Da der Drehkondensator C_1 nur etwa 160 Volt führt, liegt auf dem Kondensator C_2 nahezu die ganze Hochspannung und muß dementsprechend eingerichtet sein. Sowohl Glimmröhre wie Spannungsteiler sind sehr sorgfältig gegen fremde elektrische Felder abzuschirmen. Haben die beiden Hochspannungsleiter etwa gleiches Potential gegen Erde, so ist es zweckmäßig, zu beiden Seiten des Kondensators C_1 je einen Kondensator von der Kapazität $2 \times C_2$ vorzuschalten, so daß die Glimmröhre und der Drehkondensator etwa auf Erdpotential kommen.

In ungedämpften Schwingungen habe ich Scheitelspannungen bis zu 10 kV bei $5 \cdot 10^5$ Perioden gemessen. Dabei ergab sich eine recht gute Übereinstimmung mit dem in Niederfrequenz geeichten Hochspannungsvoltmeter. Diese Übereinstimmung läßt sich experimentell gut kontrollieren, indem man die folgenden Größen gleichzeitig mißt:

α) Effektivwert der Hochspannung mit dem elektrostatischen Voltmeter.

β) Scheitelwert der Hochspannung mit Spannungsteiler und Glimmröhre.

γ) Scheitelfaktor mit Glimmröhre und Multizellular-Voltmeter. Hierbei fallen etwaige Fehler im Spannungsteiler heraus.

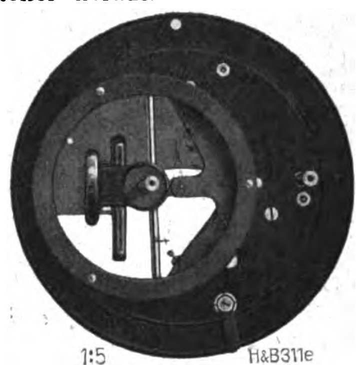


Fig. 9.

Alle drei Messungen beruhen auf voneinander unabhängigen Methoden, mit Ausnahme der Glimmröhre, die in β und γ eine ausschlaggebende Rolle spielt. Die Kontrolle der Glimmröhre ist aber, wie bereits erwähnt, durch eine vierte Methode möglich, die von α, β und γ ganz unabhängig ist. Es muß sein: Wert nach α mal Wert nach γ gleich Wert nach β. Diese Bedingung wurde bei sorgfältig durchgeführten Messungen immer mit guter Genauigkeit erfüllt.

In Niederfrequenz habe ich Scheitelspannungsmmessungen bis 380 kV ausgeführt, die in der mehrfach angezogenen Arbeit über die Glimmröhre beschrieben sind. Bei diesen hohen Spannungen treten gedämpfte Hochfrequenzwellen von meist sehr kleiner Wellenlänge auf, wenn an irgend einer Stelle des Hochspannungskreises Sprühen eintritt, was sich kaum vermeiden läßt. Die gedämpfte Hochfrequenzwelle überlagert sich der ungedämpften Niederfrequenzwelle, und der höchste Scheitelwert tritt dann ein, wenn die Scheitelwerte beider Wellen in gleicher Richtung zeitlich zusammenfallen. Dieser Summenscheitelwert läßt sich mit der Glimmröhre am Spannungsteiler scharf erkennen, da die Glimmröhre gut sichtbar in unregelmäßigen Zeitabschnitten aufleuchtet, wobei man im Telephon nur ein ganz schwaches unregelmäßiges Geräusch hört. Steigert man die Spannung an der Glimmröhre weiter, so spricht die Röhre plötzlich mit dem bekannten Niederfrequenzgeräusch im Telephon an und leuchtet für das Auge kontinuierlich. Man kann also sowohl die Summenscheitelspannung als die Niederfrequenzscheitelspannung messen und daraus die Hochfrequenzscheitelspannung errechnen. Die Genauigkeit solcher Messungen konnte ich nicht nachprüfen. Immerhin geben sie ein gewisses Maß für die bei Glimmerscheinungen und ähnlichen Vorgängen auftretenden Hochfrequenzspannungen.

Zusammenfassung.

Es wird die Verwendbarkeit des elektrostatischen Multizellular-Voltmeters bis 10^6 Perioden für Niederspannungsmessungen untersucht und dabei festgestellt, daß die Instrumente bis etwa 10^6 Perioden pro Sekunde ohne weiteres verwendbar sind. Die Messung der Scheitelspannung mit der Glimmröhre wird beschrieben.

Im zweiten Teil wird die Verwendbarkeit elektrostatischer Voltmeter bis 13 000 Volt und 10^6 Perioden untersucht; die erforderlichen konstruktiven Maßnahmen werden beschrieben.

[5]) Vgl. Petersen, Hochspannungstechnik 1911, S. 45.

Referate.

S. T. Ballantine. Der Strahlungswiderstand von linearen vertikalen Antennen für Wellenlängen unter derjenigen ihrer Grundschwingung. (On the radiation resistance of a simple vertical antenna at wave lengths below the fundamental.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 823—832, 1924.

Der Verfasser berechnet das elektromagnetische Feld und daraus nach dem Poynting'schen Satz die Gesamtstrahlung für eine vertikale lineare Antenne, wenn sie mit einer Wellenlänge betrieben wird, die kleiner ist als die Eigenwellenlänge der Antenne für ihre Grundschwingung, so daß also der Strombauch oberhalb ihres Fußpunktes liegt. Die Voraussetzungen der Rechnung sind:

1. Der Strom auf der Antenne ist sinusförmig, d. h. also, in einem Punkt in der Höhe x über dem Erdboden ist der Strom von der Form

$$i = J \sin \frac{2\pi (l-x)}{\lambda} \sin \omega t = J_0 \frac{\sin \frac{2\pi (l-x)}{\lambda}}{\sin \frac{2\pi l}{\lambda}} \sin \omega t,$$

wenn ω die Kreisfrequenz, λ die Wellenlänge der Schwingung, l die Höhe der Antenne, J die Stromamplitude im Strombauch und J_0 diejenige am Fuß der Antenne bedeutet;

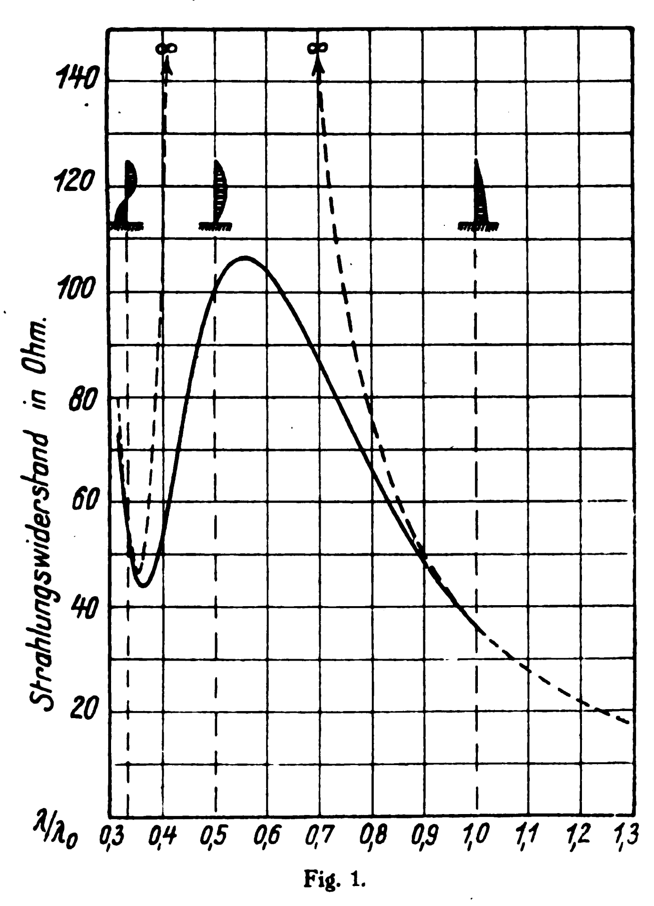


Fig. 1.

2. der Boden hat extrem hohes Leitvermögen, so daß seine Wirkung durch diejenige des Spiegelbildes der Antenne ersetzt werden kann;

3. für Entfernungen von der Antenne, die groß sind gegen ihre Dimensionen, ist die elektrische und magnetische Feldstärke (die erstere in elektrischen, die letztere in magnetischen C.G.S.-Einheiten) gegeben durch die Beziehung

$$\mathfrak{E} = -\frac{1}{c} \frac{\delta A}{\delta t}, \qquad \mathfrak{H} = \operatorname{rot} A,$$

worin das Vektorpotential A die Form hat

$$A = \int \frac{i\left(t - \frac{r}{c}\right)}{c\, r} \cdot dx$$

(r = Entfernung des Punktes, für den E und H gilt, von dem Antennenelement dx). Im vorliegenden Fall wird

$$A = \frac{J}{c} \int_0^l \sin \frac{2\pi (l-x)}{\lambda} \cdot \sin \omega \left(t - \frac{r}{c}\right) \frac{dx}{r}$$

+ dem entsprechenden Integral über das Spiegelbild der Antenne.

Aus den Feldstärken erhält man dann für jeden Punkt in großer Entfernung von der Antenne die Strahlung. Daraus wird die Gesamtstrahlung berechnet, die durch eine Halbkugel hindurch geht, deren Mittelpunkt im Fußpunkt der Antenne liegt und deren Radius groß ist gegen die Dimensionen der Antenne. Nennt man diese Gesamtstrahlung = S, so kann man den Strahlungswiderstand R bzw. R_0 definieren durch die Beziehung

$$S = \frac{1}{2} R J^2$$

oder

$$S = \frac{1}{2} R_0 J_0^2,$$

wenn wie oben J_0 die Stromamplitude am Fuß der Antenne und J diejenige im Strombauch ist.

Der Betrag von R und R_0 für die verschiedenen Werte des Verhältnisses $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ (λ = Betriebs-Wellenlänge, λ_0 = Wellenlänge der Grundschwingung der Antenne) ist in den Kurven der nebenstehenden Figur dargestellt. Die gestrichelte Kurve gibt R_0, die ausgezogene R. Die Werte dieser Kurven stimmen gut überein mit denjenigen, die von Yu Ching Wen in seiner unveröffentlichten Doktorarbeit der Harvard-Universität berechnet wurden.

J. Zenneck.

S. T. Ballantine. Über die günstigste Betriebswellenlänge einer vertikalen Antenne auf vollkommen leitendem Boden. (On the optimum transmitting wave length for a vertical antenna over perfect earth.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 833—839, 1924.

1. In der Arbeit, die sich eng an die vorausgehende anschließt, wird zuerst die Frage untersucht: Mit welcher Wellenlänge muß eine vertikale lineare Antenne betrieben werden, damit bei gegebener Stromamplitude im Strombauch die Feldstärke an einem Punkt des Horizonts ein Maximum wird? (Entfernung des Punktes von der Antenne groß gegen die Wellenlänge.) Für die Amplitude E der elektrischen Feldstärke an einem Punkt des Horizonts im Abstand r von der Antenne gilt die Beziehung

$$E = \frac{2J}{cr} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi \lambda_0}{2 \lambda}\right) \right],$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit, λ die Betriebs-Wellenlänge λ_0, die Eigenwellenlänge der Antenne und J die

Stromamplitude im Strombauch bedeutet. Die gesamte in der Sekunde ausgestrahlte Energie P ist $= \frac{1}{2} J^2 R$, wenn R den Strahlungswiderstand, bezogen auf den Strom im Strombauch bezeichnet. Daraus folgt

$$J = \sqrt{\frac{2P}{R}}.$$

Was praktisch interessiert, ist das Verhältnis $E/\sqrt{P}$. Nach dem Ausgeführten ist

$$E/\sqrt{P} \sim \frac{1 - \cos\left(\frac{\pi \lambda_0}{2 \lambda}\right)}{\sqrt{R}}.$$

R ist in der vorausgehenden Arbeit für die verschiedenen Werte von $\frac{\lambda_0}{\lambda}$ berechnet worden und in der nebenstehenden Figur 1 noch einmal durch die gestrichelte Kurve dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt das Verhältnis $E/\sqrt{P}$. Sie zeigt ein ausgesprochenes Maximum für $\lambda/\lambda_0 = 0{,}39$, während sie für Werte von λ/λ_0 größer als 1 einen nahezu konstanten Wert ergibt.

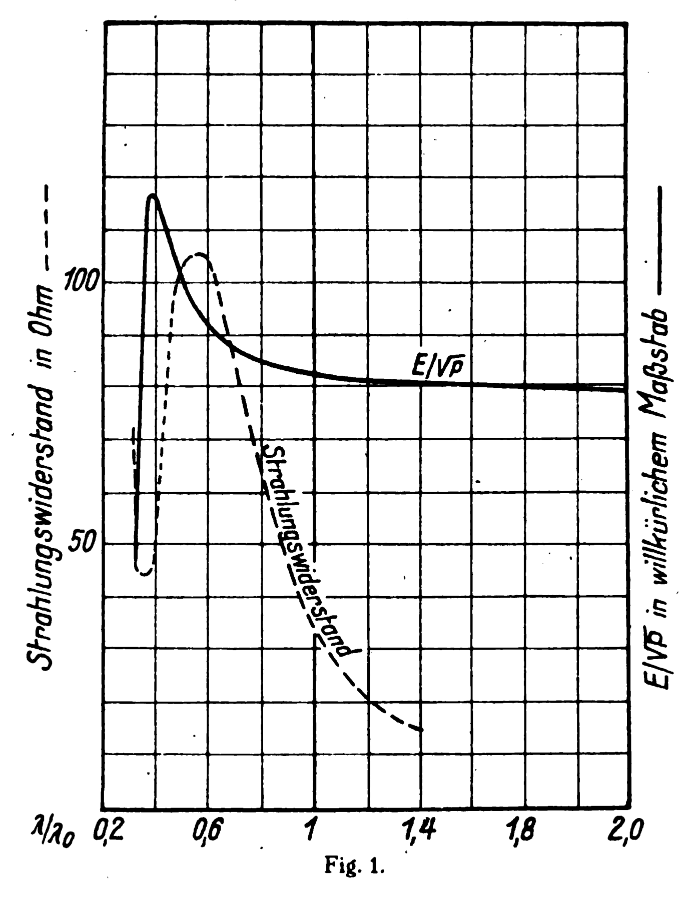


Fig. 1.

2. Die zweite Frage, mit der sich der Verfasser beschäftigt, ist diejenige nach der Größe der Strahlung in den verschiedenen Richtungen irgend einer durch die Antenne gehenden vertikalen Ebene. Diese Strahlung wird auf Grund der Beziehung der vorhergehenden Arbeit ermittelt und in üblicher Weise durch Polardiagramme dargestellt, die in nebenstehenden Figuren 2—6 reproduziert sind. Sie sind unter der Annahme gezeichnet, daß die gesamte ausgestrahlte Energie in allen Fällen dieselbe ist.

Die Fälle von Fig. 2 und 3 ($\lambda/\lambda_0 - \infty$ und $\lambda/\lambda_0 = 1$) zeigen, daß es für die Verteilung der Strahlung fast gleichgültig ist, ob man die Antenne mit ihrer Eigenwellenlänge oder mit irgend einer anderen betreibt, die größer ist als diese.

Verkleinert man die Betriebswellenlänge allmählich unter die Eigenwellenlänge herunter, so macht sich ein Unterschied insofern bemerkbar, als zuerst die Strahlung nach oben geschwächt, diejenige in der Horizontalebene verstärkt wird (Fig. 4 und 5). Beim letzten Beispiel, das nach dem oben Ausgeführten für die Wirkung in der Horizontalebene besonders günstig ist, wird nur ganz wenig Energie unter einigermaßen beträchtlichen Winkeln nach oben ausgesandt.

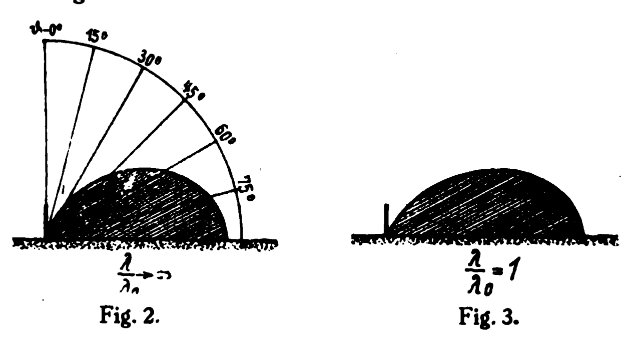


Fig. 2. Fig. 3.

Geht man mit der Wellenlänge noch weiter herunter, so gewinnt das obere Strahlungsgebiet, das in Fig. 5 erst eben angedeutet war, im Verhältnis zum unteren, vorwiegend horizontal gerichteten, immer mehr an Bedeutung, bis bei $\lambda/\lambda_0 = \frac{1}{4}$ das untere Strahlungsgebiet und damit jede Strahlung längs des Erdbodens verschwunden ist (Fig. 6).

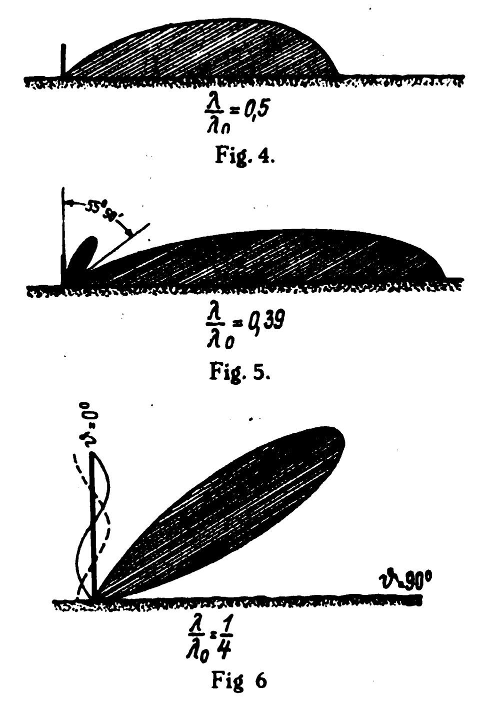


Fig 6

Zu dieser letzten Betriebsmöglichkeit bemerkt der Verfasser, daß in diesem Fall, in dem keine Energie längs der Erde ausgestrahlt wird, alle Energie, die ein entfernter Empfänger anzeigt, aus der Atmosphäre heruntergekommen sein muß. Die Eliminiation der Strahlung längs der Erde würde gestatten, die Polarisationsverhältnisse und andere Eigenschaften der aus der Atmosphäre heruntergekommenen Strahlen zu untersuchen. Allerdings gilt das alles nur, solange die Wellen sich über s e h r gut leitenden Boden fortpflanzen. Ein ungenügendes Leitvermögen des Bodens hat die Wirkung, daß die Energie, die ursprünglich in die Atmosphäre hinauf ausgestrahlt wurde, allmählich doch wieder zur Erde herunterkommt. (Den Beweis dafür stellt

der Verfasser in einer späteren Arbeit in Aussicht.) — Da bei der Betriebsart von Fig. 6 am Fuß der Antenne ein Stromknoten liegt, so würde es sich empfehlen, die Antenne mit Schwungradschaltung zu erregen. J. Zenneck[1]).

A. Hund. Korrektionsfaktor für ein Lecher'sches System zur absoluten Messung von Hochfrequenzen. (Correction factor for the parallel wire system used in absolute radio frequency standardization). Proc. Inst. Radio Eng. **12,** 817—821, 1924.

Die Arbeit beschäftigt sich mit dem Lecher'schen System, das im Bureau of Standards zur direkten Messung von Wellenlängen zwischen 4 und 20 m im Gebrauch ist, und den Formeln, die bei der Berechnung der Frequenz verwendet werden.

Die benützten Doppeldrähte haben einen Abstand von 4,2 cm und einen Drahtdurchmesser von 0,145 cm. Die Strombäuche werden mit einem zwischen den Drähten aufgehängten und längs derselben verschiebbaren Thermogalvanometer mit einem Nebenschluß bestimmt.

Bezeichnet man mit $l = \frac{\lambda}{2}$ den Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Strombäuchen, so berechnet sich die Frequenz f durch die Beziehung $f = \frac{c}{2l}$, worin c die Phasengeschwindigkeit der Wellen längs der Drähte ist. Wegen der Absorption der Wellen in den Drähten ist c nicht gleich der Lichtgeschwindigkeit $c_0 = 2{,}9982 \times 10^{10}$ cm, sondern um eine Größe $\Delta \cdot c_0$ kleiner. Es ist also

$$f = \frac{c_0}{2l}(1 - \Delta),$$

und für Δ gilt die Beziehung

$$\Delta = \frac{\sqrt{r_0}}{8 \log \text{nat}\, B \sqrt{\omega}\,[1 - (\frac{d}{a})^2]}$$

$$B = \frac{1 + \sqrt{1 - (\frac{d}{a})^2}}{\frac{d}{a}} \approx \frac{2a}{d},$$

wenn a der Abstand, d der Durchmesser der Drähte in cm, r_0 der Gleichstromwiderstand/cm der Doppelleitung in elektromagnetischen C.G.S.-Einheiten und ω die Kreisfrequenz bedeutet. Für das oben angegebene Drahtsystem berechnet sich $\Delta = 0{,}00121$, d. h. man würde bei der Berechnung der Frequenz einen Fehler von 0,1 % machen, wenn man die Korrektion nicht berücksichtigte.

J. Zenneck.

R. V. Guthrie. Die elektrischen Konstanten von verschiedenen Isolationsmaterialien für Hochfrequenz. (Electrical constants of dielectrics for radiofrequency currents.) Proc. Inst. Radio Eng. **12,** 841—847, 1924.

Bestimmt wurden die Dielektrizitätskonstante und der Verlustwinkel von verschiedenen Isolationsmaterialien, wenn sie als Dielektrika in einem Kondensator bei Hochfrequenz benutzt werden. Die Meßmethode kommt im wesentlichen darauf hinaus, daß in einem Resonanzkreis der Kondensator mit dem zu untersuchenden Dielektrikum in seiner Wirkung durch einen verlustfreien Kondensator (Luftkondensator mit Quarzisolation) und einen vorgeschalteten Widerstand R ersetzt wird. Es gilt dann für den Verlustwinkel

$$\operatorname{tg} \varphi = R \cdot \omega\, C,$$

wenn C die Kapazität und ω die Kreisfrequenz der benutzten Schwingungen ist. Die Versuche wurden mit einem Röhrengenerator gemacht, dessen Frequenz zwischen 6×10^5 und $1{,}7 \times 10^6$/sec. variiert wurde. Ihre Resultate für die Frequenz 1×10^6/sec. ($\lambda = 300$ m) sind in der folgenden Tabelle mit den Materialbezeichnungen der Originalarbeit wiedergegeben.

		Dielectricitäts-constante	tg φ
1	Hard Rubber	2,53	0,007
2	Celluloid	4,10	0,042
3	Formica	3,83	0,050
4	Mica	2,94	0,0004
5	Sulphur	3,03	0,006
6 G	Glass	5,65	0,008
7	Petrite	5,34	> 0,100
8	Bakelite Dilecto Gr. 20	3,86	0,057
9	Bakelite Dilecto Gr. 20	3,86	0,059
10	Hard Rubber	2,60	0,012
11	Vulcanized Hard Rubber	2,92	0,007
12	Hard Fibre (gray)	6.05	0,070
13	Hard Fibre (black)	5,26	0,052
14	Bakelite Dilecto	3,91	0,059
15	Formica (grade M)	3,60	0,051
16	Radion (black)	3,22	0,017
17	Hard Rubber (2 xx)	2,66	0,011
18	Hard Rubber (40)	2,57	0,011
19	Hard Rubber (35 R)	2,79	0,008
20	Hard Rubber (7 A)	2,56	0,014
21	Red Fibre	4,35	0.054
22	Bakelite	3,87	0,037
23	Leatheroid	4,27	0,048
25	Mahogany	4,43	0,051
26	Celeron	4,12	0,049
27	Celeron	4,40	0,065
28	Celeron	3,73	0,057
29	Celeron	3,93	0,057
30	Fibroc	3,99	0,041
31	Bakelite Nr. 1	3,83	0,039
32	Bakelite Nr. 2	3.73	0,039
33	Bakelite Nr. 3	3,81	0,042
34	Bakelite Nr. 4	3,88	0,043
35	Bakelite Nr. 5	3,84	0,044
36	Bakelite Nr. 6	3,76	0,045
37	Vulcabeston Nr. 120	3,42	0,037
38	Vulcabeston Nr. 701	3,71	0,046
39	Vulcabeston Nr. 501	3,95	0,050

J. Zenneck.

J. Weinberger. Rundfunksender der Radio Corporation of America. (Broadcast transmitting stations of the Radio Corporation of America.) Proc. Inst. Radio Eng. **12,** 745—803, 1924.

Es handelt sich in der Arbeit um die New Yorker Station „Broadcast central" mit den Wellenlängen 455 und 405 m, und um die Station in Washington mit 469 m, beide für ca. 500 Watt Antennenleistung.

Die sehr ausführliche Beschreibung umfaßt alle nur denkbaren Einzelheiten dieser Stationen: die Aufnahme-

[1]) Daß schon vor längerer Zeit B. van der Pol (Proc. Phys. Soc. London **29,** 269, 1917 und Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, Bd. **13,** 217 ff., 1917) ähnliche Fälle mit denselben Methoden behandelt hat, ist dem Verfasser augenscheinlich entgangen.

räume mit ihrer Einrichtung und Ausstattung, die Sendeapparate mit ihren Mikrophonen, ihrem Röhrensender und seiner Modulation, mit den Verstärkern und Stromquellen, die Antenne, den Betrieb und seine Kontrolle, Beispiele von Rundfunkprogrammen der Station, die Anordnungen für drahtlose Wiedergabe von Konzerten und anderen Veranstaltungen in Räumen außerhalb der Station. Beigegeben sind der Arbeit eine große Zahl von Schaltungen und photographischen Abbildungen.

Es ist unmöglich, den Inhalt der Arbeit in einem Referat von zulässiger Länge wiederzugeben. Ich möchte aber alle diejenigen, die sich mit dem Bau und Betrieb von Rundfunksendern zu beschäftigen haben, nachdrücklich auf die Originalarbeit verweisen. Sie ist das Ergebnis eines äußerst sorgfältigen Studiums aller elektrischen und akustischen Fragen, die für einen Rundfunksender in Betracht kommen.

J. Zenneck.

Walter Albersheim. Oberschwingungen des Röhrensenders. Archiv f. Elektrotechnik 1924, Heft 1, S. 42—74.

Die Arbeit beschäftigt sich mit der rechnungsmäßigen Erfassung der Oberwellen des Röhrensenders.

Ein Hauptgrund für die Einführung von Röhrensendern mit Zwischenkreis ist bekanntlich die Verminderung der Ausstrahlung von Oberwellen gewesen. Die Praxis zeigt nun, daß gerade bei Zwischenkreissendern sehr starke Oberwellen auftreten können, deren Amplituden bis zur Größenordnung derjenigen der Grundwelle ansteigen können.

Diese Erscheinung theoretisch aufzuklären, ist Zweck der vorliegenden Arbeit.

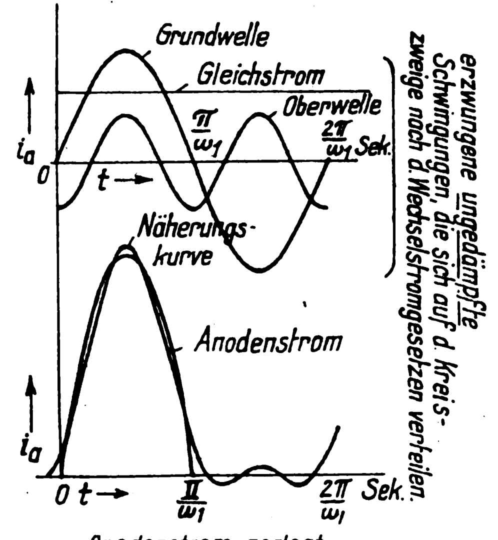


Fig. 1.

Zur Ermittelung des Stromes im Schwingungskreis werden zwei Wege eingeschlagen:

1. Die Zerlegung der Anodenstromkurve in ihre Harmonische.
2. Die Rechnung mit Differentialgleichungen.

Das erste Verfahren, das auch von Möller angewendet worden ist, wird in komplexer Form für ein Beispiel durchgeführt. Eine rechteckig symmetrisch angenommene Anodenstromkurve wird in ihre Harmonische zerlegt:

$$i_a t = A_0 + \sum_{n=1}^{n=\infty} a_n e^{jn\omega t} + \sum_{n=1}^{n=\infty} b_n e^{-j\omega t}$$

Die einzelnen Harmonischen des Anodenstromes erzeugen im Schwingungskreis erzwungene Schwingungen, deren Amplitude und Phase sich nach den Wechselstromwiderständen der Zweige des Schwingungskreises bestimmen. Die Amplituden der Harmonischen des Schwingungsstromes stehen zu denen des Anodenstromes in einem festen Verhältnis.

Nach diesem Verfahren erscheint Strom im Schwingungskreis, wie der Anodenstrom als eine Superposition eines Gleichstromes und einer Anzahl erzwungener, ungedämpfter Sinusschwingungen verschiedener Frequenz und Phase aufgefaßt (s. Fig. 1).

Ein durchgeführtes Beispiel ergibt für einen Röhrensender ohne Zwischenkreis bei $\lambda = 100$ m und einer übertrieben hoch angenommenen Dämpfung $R = 100\ \Omega$ den Anteil der 3. Harmonischen im Schwingungskreis zu nur 2,5 % der Grundschwingung, während er für den Anodenstrom 33 % berägt.

Die zweite Betrachtungsweise stützt sich auf die Art der Anregung, indem sie die Differentialgleichungen der Ströme für die einzelnen Zeitpunkte aufstellt. Sie gibt in ihrer Auswertung ein sehr anschauliches Bild der auftretenden Vorgänge.

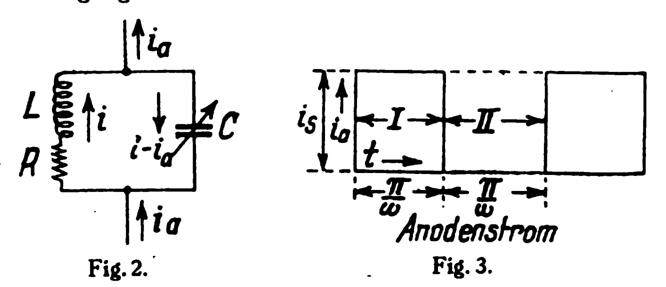


Fig. 2. Fig. 3.

Für den Kreis nach Fig. 2 bestehen nach den Kirchhoffschen Gesetzen folgende Beziehungen:

$$i R + L \frac{di}{dt} + \int \frac{1}{C} (i - i_a)\, dt = 0$$

oder

$$i'' + 2\delta i' + (\Omega^2 + \delta^2)\, i = (\Omega^2 + \delta^2)\, i_a$$

Hierbei habe der Anodenstrom i_a folgenden Verlauf (s. Fig. 3).

Die aufgestellten Gleichungen sind diejenigen eines Kreises, der von einer pulsierenden EMK angestoßen wird.

Für den Abschnitt I (Fig. 3) heißt die Lösung:

$$i_t = i_s + A e^{\vartheta t} + A' e^{-\vartheta' t}$$

wobei ϑ bzw. ϑ', konjugiert komplexe Größen sind.

Für Abschnitt II:

$$i_t = F e^{\vartheta t} + F' e^{\vartheta' t}.$$

Als Lösungen ergeben sich nach Vereinfachungen für

$$i \sim \frac{i_s}{2} - \frac{i_s}{\pi l} e^{-a t} \cos \omega t. \qquad (1)$$

$$i \sim + \frac{i_s}{\pi l} e^{-a t} \cos \omega t. \qquad (2)$$

$$\left(a = \frac{R}{2L};\quad l = \frac{a}{\omega}\right).$$

Der Schwingungskreis wird durch die Stromstöße des Anodenstromes zu seiner Eigenschwingng von der Amplitude $\frac{i_s}{\pi l}$, die groß ist gegenüber i_s, in Form von gedämpften Sinusschwingungen angeregt.

Die Abnahme der Amplitude ist infolge der stets erneuten Anregung nach Ablauf einer Halbperiode sehr gering. Infolge

der Anwesenheit von Selbstinduktion in dem Kreise kommt ein stetiger Verlauf des Gesamtstromes zustande, ähnlich einer ungedämpften sinusartigen Schwingung.

Die Anwendung dieser letzten Betrachtungsweise auf den Zwischenkreissender führt zu folgenden Ergebnissen:

Der Zwischenkreis wird während einer Halbperiode von dem Anodengleichstrom durchflossen und gleichzeitig pulsierend zu seiner Eigenschwingung angeregt, die hier, als in einem gekoppelten System, zwei selbständige Koppelfrequenzen besitzt.

Die entsprechenden Lösungen der Differentialgleichungen lauten:

Für die 1. Anstoßperiode:

$$i_1 = i_s + Y_1 \, [A_e{}^{\vartheta_1 t} + A'_e{}^{\vartheta_1' t}] + Y_2 \, [B_e{}^{\vartheta_2 t} + B'_e{}^{\vartheta_2' t}]$$

$$i_2 = A_e{}^{\vartheta_1 t} + A'_e{}^{\vartheta_1' t} + B_e{}^{\vartheta_2 t} + B'_e{}^{\vartheta_2' t}$$

Für die 2. Anstoßperiode: Gleichungen derselben Form, jedoch für i_1 ohne den Gleichstromanteil i_s und mit anderen Koeffizienten behaftet.

Bei Anregung in der einen Koppelfrequenz kann nun für den Fall, daß das Verhält- der Koppelfrequenzen $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ eine ganze Zahl n wird, d. h. die 2. Koppelfrequenz sich einer Harmonischen der Grunschwingung annähert, die Amplitude dieser Harmonischen bis zur Größenordnung der Grundwelle des Schwingungsstromes ansteigen.

Je größer jedoch n wird, desto kleiner wird die Amplitude der angstoßenen Oberwelle.

Auch für den Sender mit Zwischenkreis führt die Zerlegung der Ströme in ihre Harmonischen mit Hilfe der komplexen Wechselstromrechnung nach dem Verfahren 1 zu gleichen Ergebnissen. Es ergeben sich feste Proportionalitätsfaktoren für Anodenstrom und Schwingungsstrom, von denen für den „Resonanzfall“ $n\,\omega_1 = \omega_2$ der Faktor der n-ten Oberwelle zu der Größenordnung der Grundwelle ansteigt.

Dieser Fall wird in der Praxis häufig beobachtet (vergl. Glage und Edler, Arch. 9, 20; 10, 56). Zur Veranschaulichung stelle man sich einen 1-Kreis-Sender vor, in dessen Nähe ein Wellenmesser gebracht wird. Beide können als ein Zwischenkreissender mit sehr loser Kopplung aufgefaßt werden, dessen Kopplungsfrequenzen sich den Eigenfrequenzen der Kreise stark annähern. Stimmt man den Wellenmesser auf kürzere Wellen ab, so erhält man deutliche Ausschläge für Frequenzen, die ein geradzahliges (bei symmetrischer Anregung ungeradzahliges) Vielfaches der Grundwelle betragen.

Damit bei gleicher Abstimmung von Primär- und Sekundärkreis ein solcher „Resonanzeffekt“ mit einer Oberwelle auftritt, ist eine feste Kopplung der Kreise notwendig.

Zur Erläuterung werden Beispiele durchgerechnet.

1. Für induktive Kopplung und sinusförmiger Anregung (Anodenstromkurve).

Trotz Resonanz beider Einzelkreise ergibt sich schon bei einem Kopplungskoeffizienten $K = 0{,}6$ das Verhältnis beider Kopplungsfrequenzen zu $\frac{\omega_2}{\omega_1} = 2$. Die 2. Oberwelle erreicht den Betrag von 21% der Amplitude der Grundwelle, an Leistung 4,5%. Der Sender ist für die Praxis unbrauchbar.

Ein 2. Zahlenbeispiel bezieht sich auf kapazitive Kopplung. Für $K = 0{,}4$ beträgt die notwendige Verstimmung beider Kreise $X = 4{,}51$, damit die 5. Oberwelle mit der 2. Koppelwelle in Resonanz gerate.

Die folgenden Figuren zeigen den berechneten Verlauf der Ströme. Die Dämpfung des Primärkreises ist sehr hoch (300 Ω) angenommen.

Fig. 4.

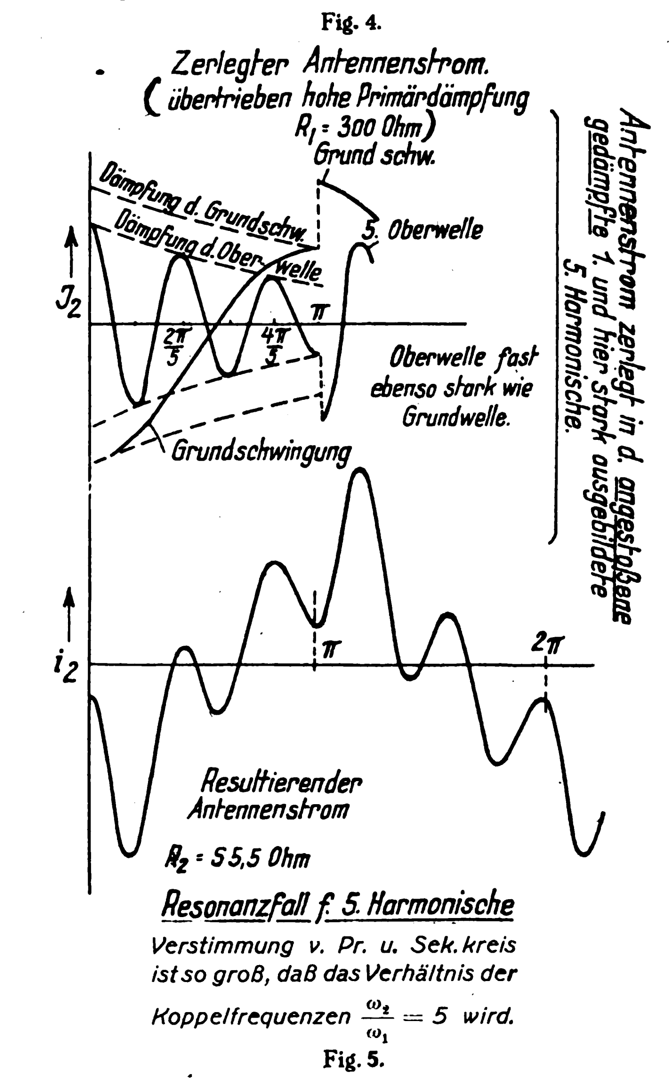


Fig. 5.

Man erkennt die Zusammensetzung der Gesamtschwingung aus 2 gedämpften unstetigen Teilschwingungen, ferner deutlich, wie die einzelnen Oberwellen, insbesondere die stärker gedämpfte 5. Oberwelle, jeweils neu angestoßen werden.

Die Anwendung dieser Ergebnisse auf eine praktische Antenne mit verteilter Selbstinduktion und Kapazität ergibt, daß solche „Resonanzfälle“ sehr leicht möglich sind. Jede solche Antenne kann theoretisch in unendlich vielen Oberwellen schwingen. Man kann sie sich aus unendlich vielen Kreisen verschiedener Abstimmung und konzentrierter Selbstinduktion und Kapazität zusammengefaßt denken, die alle mit dem Zwischenkreis gekoppelt sind und mit ihm unendlich viele Koppelfrequenzen besitzen. Daher kann sehr wohl die eine Koppelfrequenz mit einer Oberwelle der Grundschwingung in Resonanz geraten und in der Antenne mit großer Amplitude neben der Grundschwingung auftreten.

E. Döring.

W. G. Cady. Piezo-electric standards of high frequency. (J. Opt. S. A. and Rev. S. 7, 1925, H. 4, p. 475.)

Der Verfasser gibt im wesentlichen unter Weglassung des mathematischen Teiles eine Zusammenfassung dessen wieder, was bereits in seiner eingehenden Arbeit über die Quarzresonatoren in den Proc. Inst. Rad. Eng. 10, 1922, p 8 gesagt worden ist.

Eingehender bespricht er den Unterschied zwischen dem transversalen Effekt — stehende elastische Schwingungen senkrecht zum elektrischen Feld und parallel der Längsachse des Kristalles — und dem longitudinalen Effekt — stehende elastische Schwingungen parallel zum elektrischen Feld. Während bei beiden Effekten das Verhältnis zwischen elektrischer Wellenlänge und der Dimension des Quarzes in der betreffenden Richtung derart ist, daß 1 mm Quarzdicke 110 m elektrischer Wellenlänge entspricht, tritt beim longitudinalen Effekt noch eine zweite Schwingungsart auf, für die die Beziehung gilt, daß zu 1 mm Quarzdicke eine Wellenlänge von 150 m gehört.

Bei Besprechung der Montierung des Quarzes zwischen den beiden Elektroden weist er darauf hin, daß es zur Erregung der höheren Harmonischen vorteilhaft ist, nur einen Teil des Kristalles zu erregen, ohne näher auf die Ursachen einzugehen.

Die Frequenz der Grund- und Oberschwingungen kann mit Vergrößerung des Luftraums zwischen Kristall und Elektroden um $^{6}/_{12}$ % ansteigen. Als eine Erklärung dieser Tatsache gibt er die depolarisierende Wirkung der Kraftlinien an, die von der einen Seite des schwingenden Quarzes ausgehend ihren Weg zur anderen Seite durch die Luft nehmen.

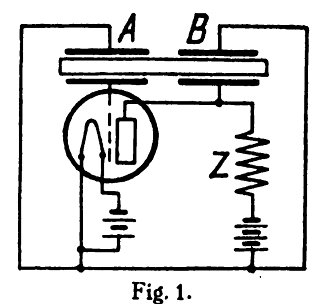


Fig. 1.

Die Quarz-Stahlresonatoren als Ersatz der langen und daher ziemlich kostspieligen Quarzstäbe hat Cady weiter untersucht und vervollkommnet. Sein längster Stahlresonator hat eine Länge von über einem Meter, so daß dieser bereits mit hörbarem Tone schwingt. Ein solcher Resonator kann als Standardquelle eines bestimmten Tones benutzt werden. Bei diesen langen Stäben benutzt er zur Anregung nicht dünne Plättchen aus Quarz, sondern solche von Rochellesalz (weinsaures Kaliumnatrium). Wurde ein solcher mit 2 Elektrodenpaaren versehener Resonator in passender Weise mit dem Gitter- und Anodenkreis eines Röhrenverstärkers gekoppelt, so erhielt er einen Oszillator, dessen Frequenz geich der des Resonators war (s. Fig. 1). *A* und *B* sind die Elektrodenpaare.

Der Temperaturkoeffizient der Quarzresonatoren ist negativ, die Frequenz nimmt ab beim transversalen Effekt um $5 \cdot 10^{-6}$, beim longitudinalen Effekt um $20 \cdot 10^{-6}$ pro Grad C. Der Koeffizient der Stahlresonatoren ist ungefähr 5 mal so groß.

Zum Schluß bespricht er in ausführlicher Weise die Wirkung der Quarzresonatoren als Normale für Frequenzmesser und als Frequenzstabilisatoren in Schwingungskreisen bzw. als Piezooscillatoren. Letztere werden hauptsächlich in zwei Schaltungen benutzt, entweder werden die Resonatoren in der oben beschriebenen Art und Weise an einer Verstärkerröhre angeschaltet, oder sie werden mit nur einem Paar Elektroden versehen an Gitter und Anode bzw. Kathode einer Senderöhre, deren Anodenkreis nahezu auf die Resonatorfrequenz abgestimmt ist, angeschlossen. (Näheres bei Pierce, Proc. Am. Acad. Arts and Sci. 59, 1923, p. 81, bzw. Ref. darüber im J. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, 23, 1924, 79.)

A. Scheibe.

E. Alberti und A. Günther-Schulze. Untersuchungen an Silit-Widerständen bei Hochfrequenz. Zeitschr. f. techn. Physik 1925, 1, S. 11—18.

Die Verfasser untersuchen Silit-Widerstände der verschiedensten Dimensionen auf ihre Abhängigkeit von der Spannung.

Sie finden für Gleichstrom beispielsweise eine Widerstandsabnahme bei entsprechenden höheren Spannungen bis auf 1 % des Normalwertes.

Wegen dieser Eigenschaft finden Silit-Widerstände bekanntlich als Überspannungs- und Wanderwellenschutz Verwendung.

Für Hochfrequenz ergab die Untersuchung (mit dem Braunschen Rohr) bis zu den benutzten kürzesten Wellen ($\lambda = 12\,000$ m) die gleiche Spannungsabhängigkeit. Ferner wurde aus der Analyse der Lissajouschen Figur eine Eigenkapazität (anscheinend die verteilte nur des Stabes) festgestellt, die für einen gebräuchlichen Widerstand (43 mm lang, Durchmesser 6 mm) in der Größenordnung zu 10—20 cm angegeben wird.

Diese Nebenschlußkapazität kann selbstverständlich für kurze Wellen die Wirkung des Widerstandes illusorisch machen.

Die Eigenschaft der Spannungsabhängigkeit bei Hochfrequenz wurde zu einer Detektorwirkung verwandt und beispielsweise mit einem Silit-Widerstand und 80 V Vorspannung der Berliner Rundfunk empfangen.

E. Döring.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Schwingungserzeugung mittels Vakuumröhren.

D.R.P. 408 670. Einrichtung zur Umwandlung mechanischer in elektrische Schwingungen. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. September 1921 ab. Ausgegeben am 22. Januar 1925. Priorität: V. St. A. 22. Januar 1916.

Es sind bereits Einrichtungen zur Umwandlung mechanischer in elektrische Schwingungen bekannt, bei denen durch die mechanischen Schwingungen der Abstand der Elektroden einer Vakuumröhre verändert wird. Die Erfindung verwendet nun dieses Prinzip der durch mechanische Schwingungen bewirkten Änderung des Elektrodenabstandes dazu, eine Röhre mit 3 Elektroden zu steuern, indem die Gitterelektrode oder die Anode der in einem Aufnahme- oder Wiedergabestromkreis liegenden Dreielektrodenröhre durch die mechanischen Schwingungen in ihrem Abstand von der Kathode verändert wird. Es ergibt sich auf diese

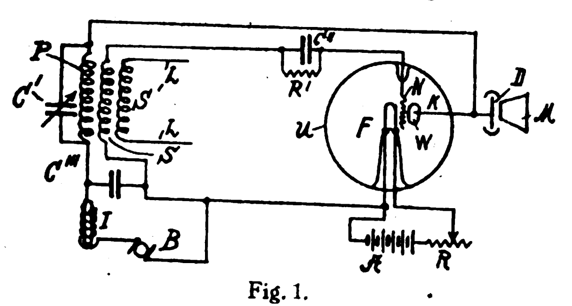


Fig. 1.

Weise eine sehr einfache und gleichzeitig außerordentlich empfindliche Art der Steuerung von Dreielektrodenröhren. Fig. 1 zeigt die Anwendung der Erfindung bei einem Audionmikrophon, bei dem die Gitterelektrode N und die Anode W mit dem Glühfaden F durch die induktiv gekoppelten Spulen S und P verbunden sind. Ein Abstimmungskondensator C' liegt in Parallelschaltung zur Spule P und ein Blockkondensator C'' in Parallelschaltung zu einem Nebenschluß mit hohem Widerstand R' in dem Gitterkreis. C''' ist eine an die Endpunkte des Generators geschaltete Nebenschlußkapazität. Der Ausgangs- oder Ladekreis L ist induktiv oder änderswie mit einer oder beiden Spulen P und S durch eine dritte Spule S' gekoppelt. Durch diese Anordnung wird das schwingende Audionsystem eine Erzeugerquelle für ungedämpfte elektrische Schwingungen, wie man sie z. B. in einem drahtlosen Telephonsendesystem benutzt. Die Amplituden dieser Schwingungen werden moduliert durch die Bewegungen der durch die Sprache beeinflußten Elektrode W.

D.R.P. 414 077. Einrichtung zur Schwingungserzeugung, zum Empfang, zur Umformung, Verstärkung oder Gleichrichtung mittels Kathodenröhren. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. März 1922 ab. Ausgegeben am 22. Mai 1925.

Bei Einrichtungen dieser Art kann der Fall eintreten, daß die zu verstärkenden Ströme von einem gewissen vorbestimmten Mittelwerte abweichen. Um wieder die betriebsmäßig vorbestimmte Leistung in den zu verstärkenden Stromkreisen zu erreichen, müssen dann weitere Verstärkungseinrichtungen zu- bzw. abgeschaltet werden. Es ist nun leicht möglich, daß eine solche Zu- oder Abschaltung nicht schnell genug vorgenommen werden kann, unter Umständen sogar, daß, namentlich bei vollautomatischen Einrichtungen, die Änderung der zu verstärkenden Ströme nicht bemerkt wird. Nach der Erfindung werden nun Mittel an-

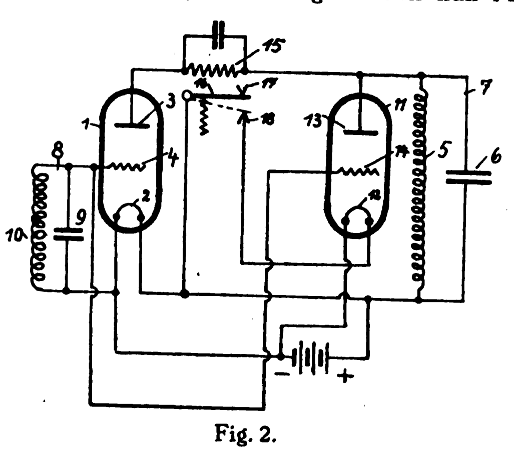


Fig. 2.

gegeben, die diese Regulierung selbsttätig bewirken; dazu werden die Veränderungen benutzt, welche durch die Schwankungen der zu verstärkenden Ströme im Steuer- oder Energiestromkreis auftreten. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 2. Erfindungsgemäß ist eine zweite Senderöhre 11 mit Glühfäden 12, Anode 13 und Gitter 14 vorgesehen, deren Anode 13 in dem Beispiel dauernd mit dem Schwingunskreis 7 und deren Gitter 14 dauernd mit dem Schwingungskreis 8 verbunden ist. Wenn nun beispielsweise durch irgendeinen Umstand die Anodenbatteriespannung für die Röhre 1 geringer wird, so wird der Anodenstrom in Röhre 1 ebenfalls schwächer werden. In der Verbindungsleitung 3—7 ist nun eine Einrichtung, z. B. ein Relais 15, vorgesehen, dessen Anker 16 beim Schwächerwerden des Anodenstromes aus der Stellung 17 in die gestrichelte Stellung 18 geht und den Glühfaden 12, der bisher nicht an seiner Heizstromquelle angeschlossen war, anschaltet und damit die Röhre 11 parallel zur Röhre 1 legt. Steigt die Anodenbatteriespannung wieder an, so wächst auch der Anodenstrom der Röhre 1, das Relais zieht seinen Anker wieder an, wodurch die Röhre 11 abgeschaltet und der frühere Zustand wieder hergestellt wird. Auch eine Störung oder Veränderung im Heizstromkreis, Durchbrennen des Heizfadens, oder bei Empfangsschaltungen das Sinken der Empfangsenergie, macht sich in derselben Weise im Anodenstromkreis bemerkbar und wird durch Zuschalten der Röhre 11 wieder ausgeglichen, so daß stets eine vorbestimmte Leistung, durch Verwendung einer Zusatzröhre, gewährleistet wird.

Senderschaltung.

D. R. P. 412 761. Sendeanordnung für drahtlose Nachrichtenübermittlung. International General Electric Company in New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 16. Februar 1924 ab. Ausgegeben am 30. April 1925. Priorität: V. St. A. 6. November 1923.

Bei Verwendung von Gleichrichtern mit hohem innerem Widerstand, wie Hochvakuumröhren, tritt eine beträchtliche Schwankung der Gleichstromspannung zwischen Nullast und Vollast auf. Wenn die Belastung nahezu konstant bleibt, bietet diese Charakteristik keine ernsthaften Schwierigkeiten. Wenn jedoch, wie beim Fall eines drahtlosen Senders, schnelle Wechsel zwischen Leerlaufspannung und Vollastspannung und umgekehrt auftreten, so entstehen in dem Sender vorübergehende Spannungen von größerem Wert als die eigentlichen Arbeitsspannungen.

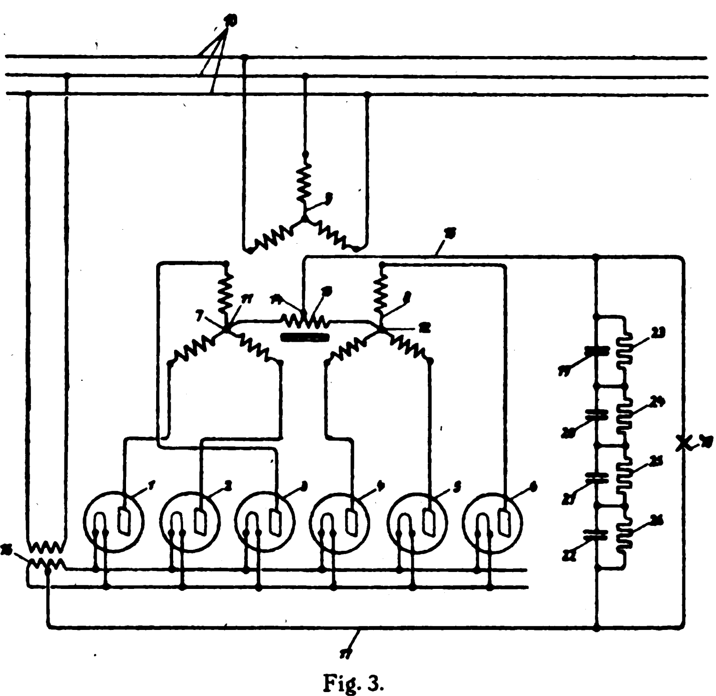


Fig. 3.

Hierdurch ergeben sich Schwierigkeiten; diese Schwierigkeiten werden erfindungsgemäß dadurch beseitigt, daß zwischen den Gleichstromleitungen eine dauernde Widerstandsbelastung von verhältnismäßig kleinem Wert angeordnet wird, etwa von 5—10 % des Wertes der Nutzbelastung. Wenn man in Serie geschaltete Ausgeichkondensatoren 19 bis 22 (Fig. 3) zwischen den Gleichstromleitungen anordnet, können die Belastungswiderstände 23—26 auch als Schutzwiderstände für die Kondensatoren dienen, indem sie die Gesamtspannung gleichmäßig auf diese verteilen.

Verschiedenes.

Vakuumröhren.

D. R. P. 405 857. Glühkathode für Mikrophone mit ionisierter Gasstrecke. Tri-Ergon Akt. Ges., Zürich, Schweiz. Patentiert im Deutschen Reiche vom 26. August 1922 ab. Ausgegeben am 12. November 1924. Zus. z. Pat. 350 500.

In dem Patent 350 500 ist ein Mikrophon beschrieben, bei welchem durch die Schallwellen ein elektrischer Entladungsvorgang in der freien Luft beeinflußt wird. Die notwendige Ionisierung der Luft wird bei dieser Anordnung am zweckmäßigsten durch hohe Temperatur der Kathode erzielt. Ausführungsformen für derartige Glühkathoden sind in dem Zusatzpatent 351 956 niedergelegt. Bei diesen Anordnungen bleibt aber der Abstand zwischen Anode und Kathode, der für eine gute Wirkungsweise wesentlich ist, bei der erforderlichen starken Erhitzung nicht konstant. Die Erfindung vermeidet den geschilderten Nachteil der bisherigen Glühkathoden in der Weise, daß sie die erhitzten Kathodenteile (Draht und feuerfeste Masse) in ihrer ganzen Länge mit kälteren Teilen des feuerfesten Tragkörpers zusammenhängen läßt, wodurch ein Verbiegen der der Anode zugekehrten Kante oder Oberfläche unmöglich wird. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 4. Der um den feuerfesten Körper *f* liegende Heizdraht *h* ist über eine kurze Strecke an dem der Anode *a* zugekehrten Ende des Tragkörpers *f* vorübergeführt und an dieser Stelle durch aufgebrachtes

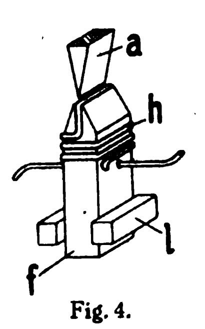


Fig. 4.

Kalzium fest mit dem Tragkörper verkittet. Verjüngt man außerdem den Querschnitt des Heizdrahtes an dieser Stelle etwas, z. B. durch Befeilen, so hat man es in der Hand, an der aktiven Stelle eine wesentlich höhere Temperatur als an den übrigen Teilen der Glühkathode zu erzielen, wodurch die Haltbarkeit wesentlich gefördert wird. Die um den Tragköper *f* liegenden Spiralen dienen bei dieser Anordnung gewissermaßen nur zur Vorwärmung des feuerfesten Blockes *f*.

D. R. P. 409 798. Elektronenröhre, deren aus einer Drahtspirale bestehendes Gitter an einem Stützglied mittels Bindedrahtes befestigt ist. International Western Electric Company Inc. in New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 25. Januar 1923 ab. Ausgegeben am 11. Februar 1925.

Die Elektronenröhre nach der Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß die Befestigung des Gitters mittels zweier schlangenförmig gewundener Drähte in der Weise erfolgt, daß eine Biegung jedes Drahtes die Gitterspirale

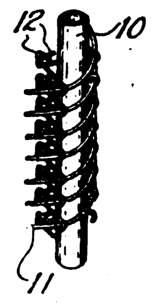


Fig. 5.

seitlich des Stützgliedes fest umfaßt und die nächsten Biegungen der Drähte hinter dem Stützglied ineinandergreifen (Fig. 5). Eine derartige Elektrode besitzt den Vorteil, daß zu ihrer Herstellung keine Schweißungen erforderlich sind.

D. R. P. 411 113. Elektrodenanordnung für elektrische Entladungsröhren. Eduard Schrack in Wien. Patentiert im Deutschen Reiche vom 23. Juni 1921 ab. Ausgegeben am 13. März 1925.

Die Durchbiegung des Glühdrahtes bei Eelktronenröhren bringt die Gefahr mit sich, daß der Glühdraht das Gitter berührt. Insbesondere kann dies unter dem Einfluß elektrostatischer Anziehung erfolgen, die allein genügt, um den Glühdraht zu bewegen oder sogar zu zereißen. Aber sebst, wenn es nicht dazu kommt, leidet die Empfindlichkeit der

Röhre durch die ungleichmäßigen Gitterabstände und dadurch, daß man verhindert ist, sehr kleine Gitterabstände anzuwenden. Nach der Erfindung erfolgt die Anpassung dadurch, daß die äußeren Elektroden die Form von Zylindern erhalten, deren Leitlinie von einer Ellipse oder einer ähnlichen Kurve gebildet wird. Die Exzentrizität dieser Kurve ist möglichst gleich dem Durchgange des Glühdrahtes. Die Elektroden können außerdem die Form gebogener Zylinder erhalten, deren Biegung sich aber nicht in dem Maße dem Durchgange des Glühdrahtes anzupassen braucht, wie es bei kreisförmigem Querschnitt erforderlich wäre. Die Exzentrizität kann dann selbstverständlich kleiner gewählt werden.

D. R. P. 413 559. Kathode für Vakuumröhren. Johannes Michael Schmierer in Berlin-Friedenau, und Fa. Deutsche Glimmlampen Ges. m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche von 15. Januar 1921 ab. Ausgegeben am 12. Mai 1925.

Bei vielen Arten von Vakuumröhren ist eine örtliche Begrenzung der Stromaustrittsstelle an den Kathoden erforderlich. Gemäß dieser Erfindung wird eine örtliche Begrenzung der Stromaustrittsstellen dadurch erzielt, daß das Kathodenmetall an den Stellen, wo die Strömung unterdrückt werden soll, an der Oberfläche durch chemische oder elektrochemische Behandlung in eine nichtleitende Verbindung übergeführt wird. Bei Vakuumröhren für Wechselstromspeisung wird der isolierende Überzug naturgemäß nur an den Stellen erzeugt, die bei beiden Stromrichtungen unwirksam sein sollen. Das gleiche gilt für Vakuumröhren, deren Speisung mit Gleichstrom in beiden Richtungen möglich sein soll.

Kondensatoren.

D. R. P. 410 063. Verfahren zur Herstellung des beweglichen Plattensatzes von Drehkondensatoren. Marconi's Wireless Telegraph Comp.

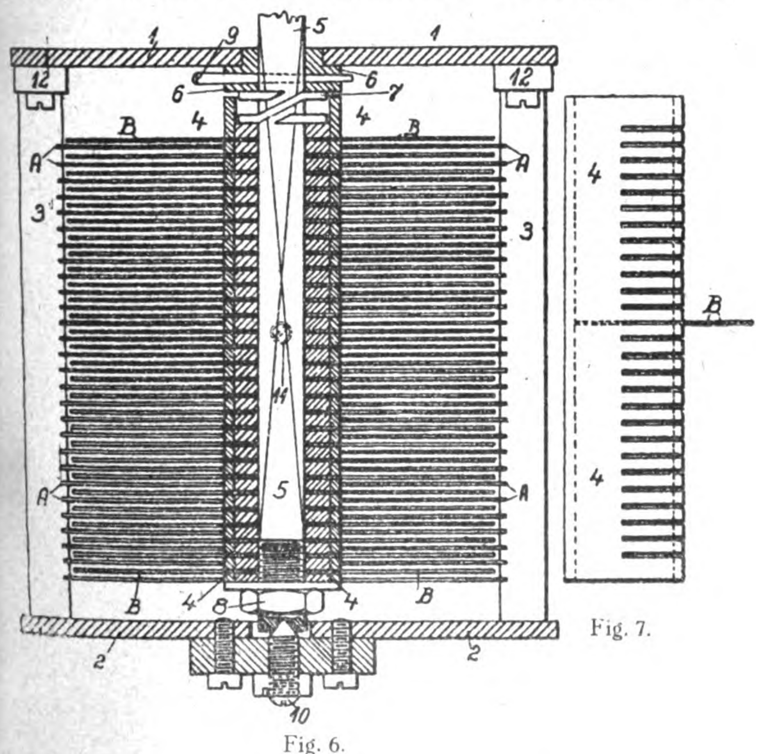


Fig. 6. Fig. 7.

in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 16. November 1923 ab. Ausgegeben am 23. Februar 1925. Priorität: England 12. Januar 1923.

Die Erfindung besteht darin, daß die Platten in Schlitze, die in ein Rohr 4 (Fig. 6 und 7) eingearbeitet sind, eingesetzt und durch Metall, das in das Innere des Rohres eingegossen wird, befestigt werden. Durch die Unterbringung der Platten in den Schlitzen erübrigt sich die Verwendung von Scheiben zur Erhaltung des Abstandes.

D. R. P. 411 538. Veränderlicher Kondensator. L. v. Kramolin in München. Patentiert im Deutschen Reiche vom 6. Mai 1923 ab. Ausgegeben am 20. März 1925. Zus. z. Pat. 345 486.

In der Patentschrift 345 486 ist ein Kondensator beschrieben, bei dem durch Verbiegen eines oder mehrerer elastischer Beläge eine Kapazitätsänderung hervorgerufen wird. Bei der praktischen Ausführung dieser Kondensatoren zeigt sich nun, daß bei Benutzung eines festen Dielektrikums, beispielsweise von Glimmer, die praktisch erreichbare Kapazität unter der errechneten Kapazität bleibt. Als Ursache dieser Erscheinung wurde ermittelt, daß die elastischen Beläge bei Ausübung eines Druckes in der Richtung des Pfeiles (Fig. 8) in der Mitte bei a wieder aufstehen, wodurch dann der größte Teil des Kondensators nicht als Glimmer, sondern als Luftkondensator wirkt. Gegenstand vorliegender Verbesserung ist es, diesen Übelstand zu vermeiden, und zwar kann dies durch Anpassung der Form der elastischen Beläge an die der festen Unterlage erreicht werden. Die Fig. 9 und 10 zeigen zwei Ausführungsbeispiele des Erfindungsgedankens. In Fig. 9 ist eine Ausführungsform dargestellt, bei der durch Verjüngung des elastischen Belags nach der Stelle hin, auf die der Druck beim Verändern der Kapazität ausgeübt wird, eine gleichmäßige Auflage erzielt wird, während in dem durch Fig. 10 wiedergegebenen Ausführungsbeispiel eine gleichmäßige Auflage des elastischen Belags dadurch erzielt wird, daß man der Unterlage diejenige Form (annähernd einer Parabel) gibt, welche die elastische Belegung bei der Verbiegung annehmen würde, falls keine feste Unterlage vorhanden wäre.

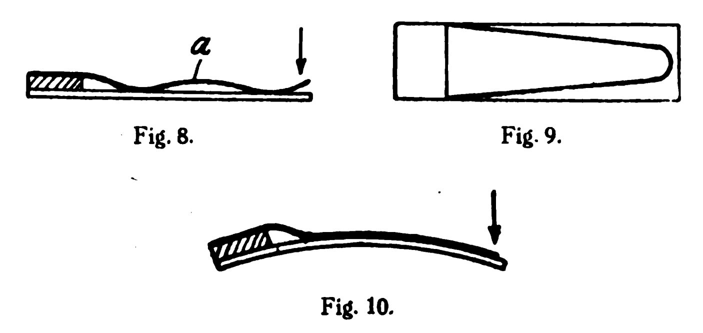


Fig. 8. Fig. 9.

Fig. 10.

Einrichtung zum Lotsen von Flugzeugen, Schiffen usw.

D. R. P. 411 536. Einrichtung zum Lotsen von sich bewegenden Körpern, wie z. B. Flugzeugen, Schiffen usw., durch elektromagnetische Induktion. Société Française Radio-Elektrique in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 4. Februar 1922 ab. Ausgegeben am 1. April 1925. Priorität: Frankreich 17. Januar 1922. Erfinder A. Perot und Bernard Lyot in Paris.

Die Erfindung beruht im wesentlichen auf der Verwendung eines Senderahmens oder Senderahmensystems, welches durch Wechselströme von zwei verschiedenen Frequenzen, von denen die eine doppelt so groß ist als die andere, gespeist wird. Sind die Phasen dieser Ströme derart, daß zur Zeit $t = o$ beide ihren positiven Maximalwert be-

sitzen, so erhält man durch Addition dieser Ströme einen Strom von der Kurvenform nach Fig. 11. Am Landungspunkt wird senkrecht zur Landungsrichtung, z. B. zur Windrichtung, eine Rahmenspule aufgestellt, die ein magnetisches Feld aussendet, das sich nach Fig. 13 über den Raum ausbreitet und nach der Fig. 11 zeitlich ändert, so daß die Kraftlinien der Fig. 13 Linien gleicher Amplituden darstellen, während der zeitliche Verlauf der Schwingungen durch die Kurve nach Fig. 11 bestimmt ist. Das Flugzeug trägt einen Rahmen, dessen Ebene in der Achse des Flugzeuges liegt.

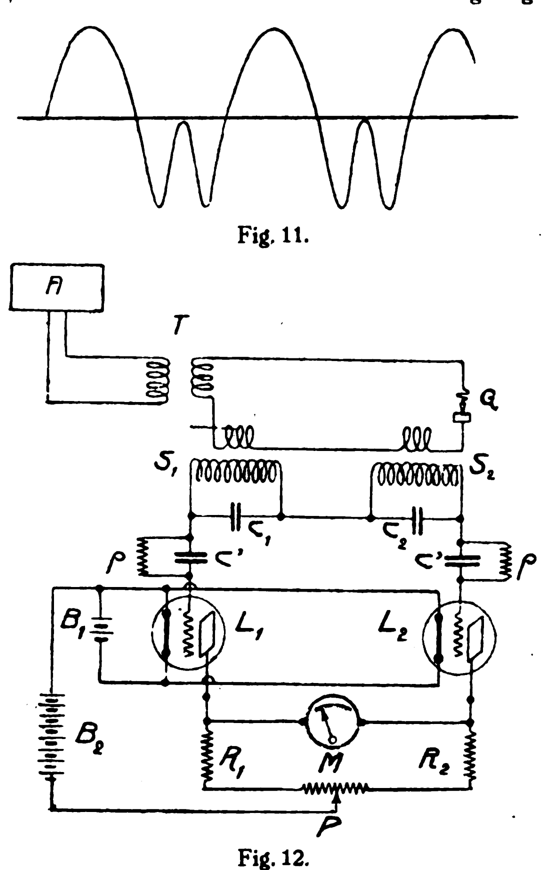


Fig. 11.

Fig. 12.

Bewegt sich das Flugzeug auf einer Kraftlinie, z. B. ABC der Fig. 13 (Stellung x'', y''), so wird der Rahmen keine Kraftlinien schneiden. Steht das Flugzeug in Richtung x, y, so treten Kraftlinienkomponenten von rechts durch den Rahmen; steht es in der Richtung x', y', von links in den Rahmen. Demzufolge wird das magnetische Feld, das den Rahmen des Flugzeuges durchsetzt, in demselben einen Strom induzieren, der dauernd o ist, oder die Form nach Fig. 11 oder deren Spiegelbild hat, je nachdem, ob das Flugzeug in der Richtung x'', y'', x, y oder x', y' steht. Dabei wächst die Größe der Amplitude des Stromes mit dem Grad der Abweichung von der Richtung der Kraftlinie ABC. Der Gleichrichter G in Fig. 12 wird entsprechend das positive Maximum der Fig. 11 von der Frequenz 500 oder die beiden positiven Maxima des Spiegelbildes der Fig. 11 von der Frequenz 1000 auf die Schwingungskreise S_1, C_1, bzw. S_2, C_2 einwirken lassen ,von denen der auf die entsprechende Frequenz 500 oder 1000 abgestimmte Kreis mitschwingt und dadurch die eine oder die andere Elektronenröhre beeinflußt. Dadurch findet über die Widerstände R_1, R_2 eine Potentialverschiebung im Punkt P statt, und es fließt ein Ausgleichstrom durch das Mikroamperemeter M, das der Richtung des Stromes entsprechend ausschlagen wird. Statt M kann ein Telephon eingeschaltet werden, das den Ton von der

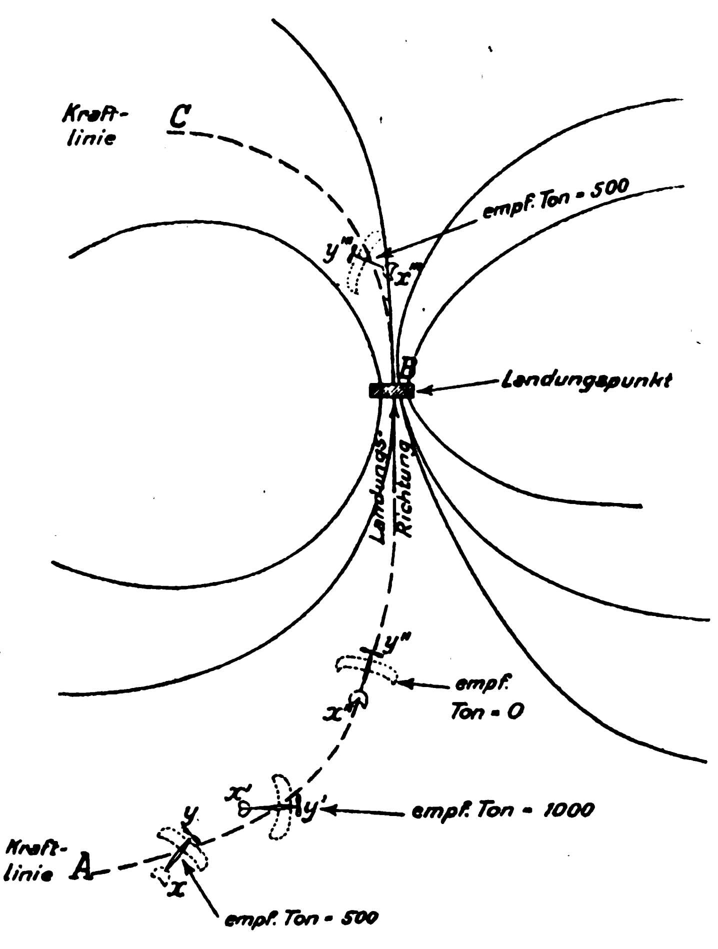


Fig. 13.

Frequenz 500 oder 1000 oder gar keinen Ton wiedergeben wird, je nachdem, ob das Flugzeug in der Richtung x, y, x', y' oder x'', y'' zur Kraftlinie ABC steht. Die Richtung, von der es sich dem Landungspunkt nähert, läßt sich dadurch erkennen, daß im Sinne der richtigen Annäherung das Mikroamperemeter bzw. Telephon ein Abweichen vom Kurs nach rechts durch einen Ausschlag nach rechts bzw. einen Ton von der Frequenz 1000 anzeigt, während bei der Annäherung von der entgegengesetzten Seite bei einer Abweichung rechts vom Kurs der Amperemeter links ausschlägt bzw. der Ton 500 empfangen wird. Das Überfliegen des Landungspunktes macht sich durch eine Unstetigkeit in der Reaktion der Instrumente bemerkbar.

Literaturschau.

Von **O. Schöpflin.**

E. K. Sandeman, Loud Speakers. (The Wireless World and Radio Review, 23. Januar 1924.)

W. Sydney Barrell, The Principles Underlying the Operation of the Thermionic Valve. Wireless World and Radio Review, 23. Januar 1924.)

James Strachan, Electrolytic Detectors and Liquid Valves. (The Wireless World and Radio Review, 23. und 30. Januar 1924.)

W. James, A Four-Valve Dual Neutrodyne Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 30. Januar und 6. Februar 1924.)

E. J. Hobbs, Some Notes on Calculating the Inductance of Coils. (The Wireless World and Radio Review, 30. Januar 1924.)

W. James, Resistance, Choke, or Transformer Low Frequency Couplings? (The Wireless World and Radio Review, 6. und 13. Februar 1924.) Der Verfasser gibt die verschiedenen theoretischen Gesichtspunkte an über die Kopplung der Röhren, sofern diese zur Verstärkung niederfrequenter Schwingungen benutzt werden. Er gibt die drei Kopplungsmöglichkeiten an und erörtert wann und welche Kopplung am vorteilhaftesten zu wählen ist. Er bespricht auch die Vor- und Nachteile der einzelnen Kopplungsarten.

Maurice Child, A 180—220 metre Heterodyne Wavemeter. (The Wireless World and Radio Review, 6. Februar 1924.)

W. Sydney Barrell, The Three-Electrode Valve. (The Wireless World and Radio Review, 6. und 13. Februar 1924.)

E. J. Hobbs, Calculations of Capacity. (The Wireless World and Radio Review, 6. Februar 1924.)

W. J. Brown, KDKA: Relaying the American Broadcasting. (The Wireless World and Radio Review, 13. Februar 1924.)

F. H. Haynes, Low Capacity Inductance Coils. (The Wireless World and Radio Review, 13. Februar 1924.)

N. V. Kipping, A Method for Accurate Frequency Calibration. (The Wireless World and Radio Review, 20. Februar 1924.)

E. H. Turle, A. C. Mains for Filament Lighting and Plate Current. (The Wireless World and Radio Review, 20. Februar 1924.)

F. M. Colebrook, Homodyne. (The Wireless World and Radio Review, 20. Februar 1924.)

A. H. Burnand, The Selection of Tapping Points in Inductance Coils. (The Wireless World and Radio Review, 20. Februar 1924.)

J. F. Payne, Relay for Remote Control. (The Wireless World and Radio Review, 20. Februar 1924.)

W. B. Medlam and A. O. Schwalde, An Improvement in Frame Aerial Connections. (The Wireless World and Radio Review, 27. Februar 1924.)

J. F. Payne, Another Application of the Neon Lamp. (The Wireless World and Radio Review, 27. Februar 1924.)

F. H. Haynes, An Instrument Frame. (The Wireless World and Radio Review, 27. Februar 1924.)

R. L. Smith-Rose, The Measurement of Low Frequency Amplification. (The Wireless World and Radio Review, 5. und 12. März 1924.)

F. H. Haynes, House Wiring for Loud Speakers. (The Wireless World and Radio Review, 5. März 1924.)

N. V. Kipping, Practical Demonstrations of Some Applications of the Cathode Ray Oscillograph. (The Wireless World and Radio Review, 5. März 1924.)

P. P. Eckersley, The 1, 600 Metre Broadcasting Station. (The Wireless World and Radio Review, 5. März 1924.)

F. L. Devereux, The Testing of L. F. Transformer Windings. (The Wireless World and Radio Review, 12. März 1924.)

Nicholas Langer, Television. (The Wireless World and Radio Review, 19. und 26. März 1924.)

E. K. Sandemann, The Electrostatic Transmitter. (The Wireless World and Radio Review, 26. März 1924.)

S. J. Hex, Design of a Crystal Set with Note Magnifier. (The Wireless World and Radio Review, 26. März 1924.)

J. G. Mac Vie, Four-Valve Experimental Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 9. und 16. März 1924.)

R. Keen, An Experimental Direction Finding Station. (The Wireless World and Radio Review, 9. und 16. März 1924.)

A. A. Campbell, The Possibilities of Television. (The Wireless World and Radio Review, 9. und 16. März 1924.)

E. J. Hobbs, Measurement of Capacity and Inductance. (The Wireless World and Radio Review, 16. März 1924.)

L. T. Hinton, Two-Way Amplification. (The Wireless World and Radio Review, 23. April 1924.)

A. Castellain, Building a Short Wave Heterodyne Wavemeter. (The Wireless World and Radio Review, 23. April 1924.)

W. J. Joughin, A Simple Short Wave Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 23. April 1924.)

A. A. Campbell, The Possibilities of Television. (Discussion.) (The Wireless World and Radio Review, 23. April 1924.)

F. M. Colebrook, What is the Best Circuit for Crystal Reception? (The Wireless World and Radio Review, 30. April 1924.)

R. H. Cook, A Two-Circuit Low Frequency Amplifier. (The Wireless World and Radio Review, 30. April 1924.)

J. H. Reeves, Fine Wire Coils. (The Wireless World and Radio Review, 30. April 1924.)

E. V. Appleton, Some Notes on Regenerative Receivers. (The Wireless World and Radio Review, 7. Mai 1924.)

John L. Baird, An Account of Some Experiments in Television. (The Wireless World and Radio Review, 7. Mai 1924.)

Philip R. Coursey, The Transatlantic Tests. (The Wireless World and Radio Review, 7. Mai 1924.) Der Verfasser gibt die Prüfresultate bekannt, wie europäische Stationen durch amerikanische und kanadische Stationen gehört wurden.

L. F. Fogarty, Substituting Alternating Current for Accumalators and Dry Batteries. (The Wireless World and Radio Review, 7. Mai 1924.) Der Verfasser hat diesen Artikel auf einer Versammlung in Radio Society of Great Britain vorgelesen, womit auch eine Diskussion über dieses Thema eröffnet wurde.

A. Castellain, An Instrument to Compare Signal Strenths. (The Wireless World and Radio Review, 14. Mai 1924.) Die Lautstärkemessung benötigt sehr komplizierte Apparate. Der Verfasser beschreibt und berechnet einen Apparat, mit dessen Hilfe die Lautstärke mittels Vergleichsmethode bestimmt wird.

James Strachan, The Human Body as a Detector. (The Wireless World and Radio Review, 14. Mai 1924.)

A. S. C., Constructing a Two-Stage Power Amplifier. (The Wireless World and Radio Review, 2. Mai 1924.)

James Strachan, The Crystal Detector in Theory and Practice-I. (The Wireless World and Radio Review, 2. Mai 1924.)

H. L. Meyer, Additional H. F. Valve for a Dual Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 2. Mai 1924.)

E. K. Sandeman, The Development of Simultaneous Broadcasting. (The Wireless World and Radio Review, 2., 28. Mai und 4. Juni 1924.)

R. H. Cook, A Multi-Circuit Tuner. (The Wireless World and Radio Review, 28. Mai 1924.)

James Strachan, A New Theory of Contact Detectors. (The Wireless World and Radio Review, 28. Mai 1924.) Die Theorie beruht auf die Beobachtung der verschiedenen Eigenschaften der Kristallen. Die Kristallen werden untersucht

1. auf ihre elektrische Leitfähigkeit,
2. auf thermo-elektrische Eigenschaften,
3. auf ihre Gleichrichterwirkung ohne angelegte Hilfsspannung,
4. auf ihre Gleichrichterwirkung mit angelegter Hilfsspanung, und
5. auf ihre Gesamtgleichrichterwirkung, im Falle die Kontaktstelle erwärmt wird.

Capt. P. P. Eckersley, Faithful Reproduction by Broadcast. (The Wireless World and Radio Review, 28. Mai 1924.)

E. J. Hobbs, Nagaoka's Correction Factor K. (The Wireless World and Radio Review, 28. Mai 1924.) Dieser Korrektionsfaktor wird bei Berechnung von Selbstinduktion verwendet. Es ist eine Ergänzung zu dem im Heft Nr. 233, vom 30. Januar 1924, Seite 575, veröffentlichten Artikel.

W. James, Push-Pull Speech Amplifier. (The Wireless World and Radio Review, 4. Juni 1924.)

James Strachan, F. Inst. O. The Chemistry and Mineralogy of Crystals. (The Wireless World and Radio Review, 4. Juni 1924.)

Capt. P. P. Eckersley, Faithful Reproduction by Broadcast (Discussion). (The Wireless World and Radio Review, 4. Juni 1924.)

Transmitting on a 10° Beam. (The Wireless World and Radio Review, 24. September 1924.)

A. Castellain, A High Frequency Voltmeter and Recorder. (The Wireless World and Radio Review, 24. September 1924.)

W. James, Designing Small Power Transformers. (The Wireless World and Radio Review, 24. September 1924.)

Prof. E. Mallett, Sound in Relation to Wireless. (The Wireless World and Radio Review, 17. und 24. September 1924.)

G. P. Kendall, B. Sc., An Experimenter's Supersonic Receiver. (Modern Wireless, April 1925.)

G. A. B. Rowe, The Eclipse and Radio Reception. (Modern Wireless, April 1925.)

A. S. Clark, A Crystal Set for Comporative Tests. (Modern Wireless, April 1925.)

Léon Deloy, Les résents essais de la station 8 AB. (Radio Electricité, 10. April 1925.)

Général Voullemin, Philosophie scientifique: L'éther est-il réel?. (Radio Electricité, 10. April 1925.)

Ad. Dumas, Utilisation des bobines en fond de panier. (Radio Electricité, 10. April 1925.)

Berichtigung.

In Band 25, Seite 144 hatte ich eine Arbeit von Professor G. W. O. Howe über **„Eine neue Theorie der Wellenausbreitung auf große Entfernungen"** (Elektrician **93**, 282—283, 402—403, 1924) referiert und darin folgendes geschrieben:

„Die Absorption ist bei dieser Auffassung nur bedingt durch die Ohm'schen Verluste im Erdboden und in der Heaviside-Schicht, und hängt vom spezifischen Widerstand beider aber auch nur von diesen und nicht etwa auch von der Wellenlänge ab. Dieser Punkt gibt natürlich zu Bedenken Anlaß, ebenso der andere, den Herr Howe selbst hervorhebt, daß nämlich eine verhältnismäßig geringe Änderung des spezifischen Widerstandes des Erdbodens einen ungeheuren Einfluß auf die Feldstärke in großer Entfernung ausüben würde."

Tatsächlich ist mir ein Versehen passiert, auf das mich Herr Professor Howe freundlichst aufmerksam machte. Ich hatte nicht beachtet, daß der spezifische Widerstand, mit dem Herr Howe operiert, nicht der gewöhnliche spezifische Widerstand für Gleichstrom, sondern ein von ihm eingeführter effektiver spezifischer Widerstand für die Wellen ist, der von der Stromverteilung im Erdboden und damit auch von der Wellenlänge abhängt. Meine Bemerkung, daß die Absorption nach seiner Theorie nicht von der Wellenlänge abhänge, ist deshalb nicht richtig. Aus demselben Grunde fällt das Bedenken weg das ich gegen den großen Einfluß einer geringen Änderung des spezifischen Widerstandes des Erdbodens auf die Feldstärke geäußert hatte.

J. Zenneck.



Band 26 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

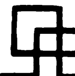
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 26 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Elektromagnetisches Hochfrequenzfeld in lamelliertem Eisen.

Von **O. Betz.**

Fragen, die bei der Konstruktion von Hochfrequenztransformatoren auftreten, ferner der Wunsch, Eisenanordnungen zum Sieben von Frequenzen, z. B. beim Empfang oder bei Frequenzvervielfachung zu benutzen, haben zur nachstehenden theoretischen Untersuchung über das elektromagnetische Hochfrequenzfeld in lamelliertem Eisen geführt.

Metallbleche, sogar sehr dünne, sind undurchsichtig oder wenig durchscheinend. Diese je nach der Blechdicke mehr oder weniger ausgeprägte Undurchdringlichkeit gilt auch für elektromagnetische Wellen der Frequenzen der drahtlosen Telegraphie, bei nicht zu dünnen Blechen auch für Frequenzen der Niederfrequenztechnik. Pakete von dünnen Blechen sind natürlich erst recht ein Hemmnis für Wellendurchgang. Sind die einzelnen Bleche eines Pakets getrennt durch Luftspalte oder durch Isolierschichten, so kann man in der Richtung der Spalte hindurchsehen. Mit anderen Worten: elektromagnetische Vorgänge dringen in geschichteten Metallblechen mit dazwischen liegenden Isolierschichten im wesentlichen in den Isolierschichten vor. Um z. B. Wechselstromtransformatoren wirksam bauen zu können, dürfte man daher nicht kompakte Eisenmassen anwenden, sondern mußte Spalten einfügen, damit eben der elektromagnetische Vorgang auch das Innere des Körpers erfaßt. Auch leuchtet ein, daß das Eindringen der elektromagnetischen Vorgänge um so leichter und ungestörter vor sich geht, je breiter die Isolierspalte ist. Wie sich zahlenmäßig zeigen wird, gestatten jedoch schon sehr dünne nicht leitende Schichten zwischen den Eisenblechen ein rasches und wenig gedämpftes Vordringen der magnetischen Kraft, so daß bei den benutzten Frequenzen der Niederfrequenztechnik und den überhaupt in Betracht kommenden Dimensionen von Eisenkörpern die für die konstruktive Berechnung gebräuchliche Annahme einer im ganzen Querschnitt der Isolierschichten gleichen Feldstärke mit großer Strenge berechtigt ist. Im übrigen haben sich meines Wissens die Niederfrequenztechniker auch unter diesen einfachen Verhältnissen bis vor verhältnismäßig kurzer Zeit kein genaues Bild über das elektromagnetische Feld in lamelliertem Eisen gemacht. Erst Fritz Emde hat unter der einschränkenden Voraussetzung quasistationärer Magnetisierung einschließlich des Innern der Eisenbleche die Verhältnisse bei 50 Perioden beleuchtet (Physik. Zeitschr. 23, 1922, S. 344 bis 350). Bei der Behandlung für Hochfrequenz stutze ich das Problem immer von vornherein so zu, daß nur einfachste Differentialgleichungen auftreten, deren Konsequenzen dann auch sofort mit Leichtigkeit zu übersehen sind. Die deshalb gemachten Einschränkungen sind aus den Ansätzen ersichtlich. Die Symbolik ist die in der deutschen Literatur gebräuchliche. Ich verzichte daher der Raumersparnis wegen auf eine allgemeine Erläuterung.

Die Theorie des Feldes in massiven Leitern und somit unter Vorbehalten[1]) auch für Eisen ist bekannt.

Da ich auf die Resultate dieser Theorie zurückgreifen muß, gebe ich einen kurzen Überblick in einer meinen Zwecken angepaßten Weise.

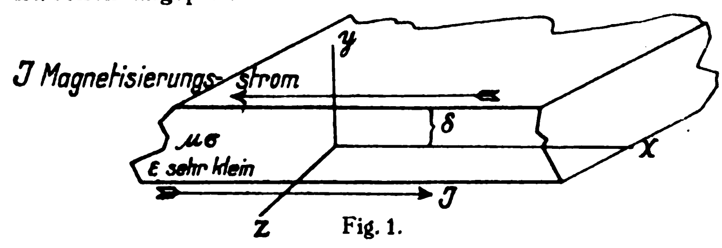


Fig. 1.

Bei der durch Fig. 1 gekennzeichneten Problemstellung existieren nur die Feldkomponenten $\mathfrak{E}_x$ und $\mathfrak{H}_z$ und ihre räumlichen Ableitungen nach y; der zeitliche Verlauf se sinusförmig, also

$$\mathfrak{E}_x = \Re_e\left\{E_x\, e^{i\omega t}\right\}$$
$$\mathfrak{H}_z = \Re_e\left\{H_z\, e^{i\omega t}\right\};$$

[1]) Die magnetische Induktion wird als proportional der magnetischen Feldstärke behandelt und die Tatsache der Hysteresis ignoriert. Ihre Berücksichtigung würde im übrigen in dem theoretischen Schema dieser Arbeit nach Vorgang von H. Jordan, El. Nachr. Techn. 1924, 1, S. 7 ff., möglich sein.

somit können die Grundgleichungen [2]) (im Gauß'schen Maßsystem) in folgender komplexen Form angeschrieben werden

$$\frac{4\pi\sigma}{c} E_x = \frac{d}{dy} H_z; \quad \frac{\mu}{c} i\omega H_z = \frac{d}{dy} E_x$$

durch Elimination von E_x bzw. H_z erhält man

$$q^2 E_x = \frac{d^2}{dy^2} E_x \text{ bzw. } q^2 H_z = \frac{d^2}{dy^2} H_z$$

wobei

$$q^2 = i\frac{4\pi\omega\mu\sigma}{c^2}.$$

Die Lösung für H_z ist:

$$H_z = A e^{qy} + B e^{-qy};$$

für $y = \pm\delta$ muß sich der durch den Strombelag bedingte Randwert H_δ einstellen, also

$$A e^{q\delta} + B e^{-q\delta} = H_\delta$$

und

$$A e^{-q\delta} + B e^{q\delta} = H_\delta$$

somit

$$A = B = \frac{H_\delta}{e^{q\delta} + e^{-q\delta}}$$

$$H_z = H_\delta \frac{e^{qy} + e^{-qy}}{e^{q\delta} + e^{-q\delta}} = H_\delta \frac{\mathfrak{Cof}\, qy}{\mathfrak{Cof}\, q\delta} \tag{1}$$

die räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke ergibt sich aus

$$\frac{d}{dy} H_z = \frac{4\pi\sigma}{c} E$$

daher

$$H_\delta = q\frac{\mathfrak{Sin}\, qy}{\mathfrak{Cof}\, q\delta} = \frac{4\pi\sigma}{c} E_x$$

und

$$E_x = H_\delta \frac{cq}{4\pi\sigma} \frac{\mathfrak{Sin}\, qy}{\mathfrak{Cof}\, q\delta} \tag{2}$$

Der hauptsächlich wegen der induzierten elektromotorischen Kraft interessierende Randwert von $E_x = E_\delta$ wird

$$E_\delta = H_\delta \frac{cq}{4\pi\sigma} \mathfrak{Tg}\, q\delta \tag{3}$$

Für sehr kleine Werte von $q\delta$ (sehr dünnes Blech, niedrige Frequenz), wo der $\mathfrak{Tg}\, q\delta = q\delta$ gesetzt werden kann erhält man $E_\delta = i H_\delta \frac{\omega\mu\delta}{c}$ in Übereinstimmung mit den Berechnungsgebräuchen der Niederfrequenztechnik. Der physikalische Sinn der Ausdrücke für H_z und E_x bzw. E_δ ist folgender:

Die Feldwerte sind in Form einer stark gedämpften, gegen Luft außerordentlich stark verkürzten Welle über den Eisenquerschnitt verteilt. Während bei sehr kleinen Eisenquerschnitten die Phasenverschiebung zwischen E_δ und E_δ 90° beträgt, nähert sie sich für größere Blechdicken 45°. Der Betrag von $E\delta$ wird nahezu unabhängig von der Eisenblechdicke

$$|E_\delta| = \left|H_\delta \frac{cq}{4\pi\sigma}\right| = |H_\delta| \sqrt{\frac{\omega\mu}{4\pi\sigma}}$$

dies ist der Fall großer Verluste, der z. B. anzustreben ist, wenn man Vorgänge abdämpfen will. Auf die genauere Erörterung der Verhältnisse bei dicken Blechen wird noch zurückgekommen. Um für die Fälle, wo der $\mathfrak{Tg}\, q\delta$ noch nicht $= 1$ geworden ist, aber auch die Näherung $\mathfrak{Tg}\, q\delta = q\delta$ nicht mehr gilt, die Werte der induzierten elektromotorischen Kraft von der Blechoberfläche nach Betrag und Phase leicht finden zu können, habe ich eine graphische Darstellung von tg α eingefügt. Dabei ist α in Übereinstimmung mit

$$q\delta = e^{i\frac{\pi}{4}} \delta \sqrt{\frac{4\pi\omega\mu\sigma}{c}}$$

eine komplexe Variable von konstantem Arcus = 45° und von veränderlichem Betrage. Die komplexen Werte $\mathfrak{Tg}\, \alpha$ erscheinen dann in 2 Kurven nach Betrag und Arcus

$$-\mathfrak{Tg}\, \alpha = r e^{i\varphi} -.$$

Aus der Darstellung ist leicht zu ersehen, daß Werte von $|\alpha| = \frac{\delta\sqrt{4\pi\omega\mu\sigma}}{c} > 1{,}3$ kaum eine Vergrößerung der elektrischen Randfeldstärke mehr bringen und daß für $|\alpha| > 2{,}0$ auch die Phase sich kaum mehr ändert. Die Magnetisierung dringt eben über eine dünne Randschicht nicht wesentlich hinaus; Metallbleche sind, wie eingangs erwähnt,

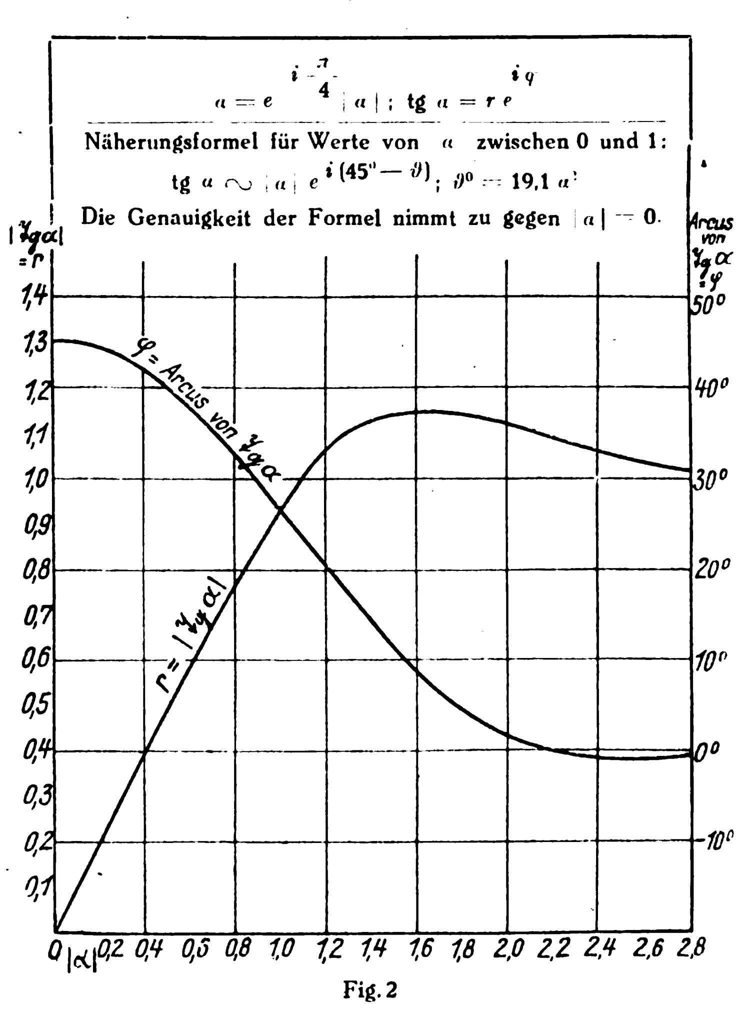


Fig. 2

undurchsichtig. Sollen die Verluste klein bleiben, so darf der Arcus von $\mathfrak{Tg}\, \alpha$ nicht sehr von 45° abweichen und die zulässigen Blechdicken werden sehr klein. Bekanntlich ist der zeitliche Mittelwert der pro Quadratzentimeter auf

[2]) $\frac{\varepsilon}{c}\frac{d\mathfrak{E}}{dt} + \frac{4\pi\sigma}{c}\mathfrak{E} = \text{rot}\,\mathfrak{H}; \; -\frac{\mu}{c}\frac{d\mathfrak{H}}{dt} = \text{rot}\,\mathfrak{E}.$

jeder Blechseite eindringenden Energie, der die mittlere Wärmeentwicklung darstellt,

$$\overline{S} = \frac{c}{8\pi} \frac{1}{2} \Re e \{ E_0 H_0 \} = \frac{c^2}{64 \pi^2 \sigma} H_0{}^2 \Re e \{ q \mathfrak{Tg}\, q \delta \}$$

Für $\mathfrak{Tg}\, q\delta$ setze ich die Näherungsformel für kleine Werte des Arguments ein

$$\mathfrak{Tg}\, q\delta = |q| \delta e^{i(45^0 - \vartheta)}$$

wobei $\vartheta^0 = 19{,}1 \, |q|^2 \delta^2$

(In Bogenmaß $\frac{1}{3} |q|^2 \delta^2$).

Man erhält dann

$$\overline{S} = \frac{c^2}{64 \pi^2 \sigma} H_0{}^2 \, |q|^2 \delta \, \Re e \{ e^{i(90^0 - \vartheta)} \}$$

$$= \frac{\omega \mu \delta}{16 \pi} H_0{}^2 \cos (90^0 - \vartheta) = \frac{\omega \mu \delta}{16 \pi} H_0{}^2 \sin \vartheta.$$

Es kommt unter dem Gesichtspunkte, die Verluste zu beschränken, sehr darauf an, ϑ klein zu halten. Sollen ferner hiermit zusammenhängend gewisse, später behandelte Resonanzerscheinungen in Schichten von Eisenblechen bemerkbar sein, so darf dieser Winkel etwa 6^0 und daher $|q| \, \delta$ etwa 0,56 nicht sehr überschreiten.

Will man hieraus Konsequenzen auf die zulässige Blechdicke bei verschiedenen Metallen ziehen, dann ist zu beachten, daß volle Anlehnung an die Theorie nur bei sehr kleinen Amplituden von H eintritt — man denke etwa an die Feldstärken der Strahlungsfelder drahtloser Stationen von ca. 10^{-5} bis 10^{-12} Gauß. B ist dann ziemlich proportional H und die Hysterese verschwindet. Faßt man größere Amplituden ins Auge — etwa $B \sim 6000$ —, so gilt alles nur ungefähr. Der allgemeine Ausdruck für die Blechdicke bei $\vartheta = 6^0$ ist

$$2\,\delta = 1{,}12 \frac{c}{\sqrt{4 \pi \omega \mu \sigma}} = \frac{9{,}5 \cdot 10^9}{\sqrt{\omega \mu \sigma}} \text{ cm}$$

oder nach Einführung der Wellenlänge in Luft $\lambda = \frac{2 \pi c}{\omega}$

$$2\,\delta = 2{,}19 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{\lambda}{\mu \sigma}} \text{ cm.}$$

Nachstehend gebe ich eine kleine Zusammenstellung dieser Blechdicken für Siliciumeisen und Permalloy. Bei Permalloy ist für die Amplitude $B \sim 6000$ die Hysterese sehr klein, was die Vertrauenswürdigkeit der folgenden Angaben, soweit sie sich auf diese Legierung beziehen, erhöht.

Blechdicken unter 10^{-4} cm sind nicht aufgenommen, da nicht in Frage kommend. Die heutige Blechtechnik gestattet schon die Herstellung von Eisenblechen von ca. $6{,}10^{-4}$ cm Dicke (vgl. z. B. Karl Schmidt, Die maschinelle Erzeugung kleiner Wellen, im Funksonderheft der E. T. Z., April 1924, Seite 23). Dadurch ist eine ziemlich verlustfreie Verwendung von Eisen in der Hochfrequenztechnik bis zu Wellen von unter 100 m herunter möglich. Doch geschieht dies einstweilen nur zögernd, obwohl meines Erachtens sich mancherlei Vorteile auch im Empfängerbau einschließlich der Empfangsantennen (Rahmenantenne) erzielen ließen.

Permalloy ist in die Zusammenstellung wegen des allgemeinen Interesses aufgenommen worden, das diese Legierung in der Telegraphentechnik findet. Wie die angegebenen Blechstärken erkennen lassen, ist Permalloy jedoch für die Hochfrequenztechnik einstweilen nicht geeignet, soweit es sich um ein Arbeiten mit geringen Verlusten handelt. Nach dem, was mir über dieses Material bekannt geworden ist, weist es außerdem keine sehr bequemen mechanischen Eigenschaften auf, so daß die Herstellung von sehr dünnen Lamellen überhaupt auf Schwierigkeit stößt.

Was im übrigen die Frage des in Richtung dünner Metallfolien noch zu erwartende im allgemeinen betrifft, sei folgendes erwähnt: C. Müller von der Phys.-Techn. Reichsanstalt hat, wenn auch für andere Zwecke, ein Verfahren entwickelt zur Gewinnung von äußerst dünnen Metallschichten bis herunter zu etwa 1.10^{-6} cm Stärke. Auch Eisenfolien von ca. 4.10^{-6} cm konnten hergestellt werden. (Vergl. Verh. der Deutschen Phys. Ges., 6. Jahrg. Nr. 1, Seite 5.) Hierbei handelt es sich natürlich um ein Verfahren, das eine mehr ins Große gehende technische Verwendung einstweilen noch nicht zuläßt, aber doch erwarten läßt, daß eine weitere Verringerung des heutigen geringsten Maßes für technische Bleche von $6 \,.\, 10^{-4}$ cm noch möglich sein wird.

Will man sich ein Bild von den Vorgängen in dicken Blechen machen, etwa mit der Fragestellung, in welcher Tiefe des Eisens Frequenzen oberhalb einer bestimmten Frequenz praktisch verschwunden sind, so benutzt man zweckmäßigerweise nicht die Ausdrücke (1) bis (3). Man geht besser von der Tatsache aus, daß für solche Frequenzen die Welle von jeder Seite her ungestört durch den praktisch ja bereits erloschenen Vorgang, der von der gegenüberliegenden Seite her vordringt, sich ausbreitet.

Für die z. B. von $y = -\delta$ her (siehe Fig. 1) in der y-Richtung vordringende Welle ist die Lösung der Feldgleichungen

$$H_z = C_e{}^{-qy}$$

und

$$E_x = \frac{c}{4 \pi \sigma} \frac{d}{dy} H_z = - C \cdot \frac{cq}{4 \pi \sigma} e^{-qy}$$

Material	σ	μ_0	μ bei Ampl. $B \sim 6000$	2 δ in cm — obere Spalte für μ_0, untere Spalte für μ bei Amplitude $B \sim 6000$ — λ beliebig	$\lambda = 10^7$ cm	$\lambda = 3 \cdot 10^6$ cm	$\lambda = 10^6$ cm	$\lambda = 10^5$ cm	$\lambda = 10^4$ cm
Siliciumeisen	$1{,}5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^2$	$4{,}4 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^{-6} \sqrt{\lambda}$	$2{,}5 \cdot 10^{-2}$	$1{,}4 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2{,}5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$
				$2{,}8 \cdot 10^{-6} \sqrt{\lambda}$	$8{,}9 \cdot 10^{-3}$	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	$8{,}9 \cdot 10^{-4}$	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$
Permalloy	$5 \cdot 10^{16}$	10^4	$7 \cdot 10^4$	$9{,}8 \cdot 10^{-7} \sqrt{\lambda}$	$3{,}1 \cdot 10^{-3}$	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	$9{,}8 \cdot 10^{-4}$	$3{,}1 \cdot 10^{-4}$	
				$3{,}4 \cdot 10^{-7} \sqrt{\lambda}$	$1{,}2 \cdot 10^{-3}$	$6{,}4 \cdot 10^{-4}$	$3{,}4 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	

Die Konstante C ist bestimmt durch die Bedingung, daß bei $y = -\delta$ der Ausdruck für $H_z = H_\delta$ sein muß.

Somit wird

$$C = H_\delta\, e^{-q\delta}$$

und

$$H_z = H_\delta\, e^{-q(\delta + y)}\,;\quad E_x = -\frac{c\,q}{4\pi\sigma} H_\delta\, e^{-q(\delta+y)}. \qquad (4)$$

Da $-q$ einen Arcus von -45^0 hat, so liegt E_x in der Phase 45^0 hinter H_z an jeder Stelle des Bleches, nicht nur an der Oberfläche, was ja schon vorher für dicke Bleche gezeigt worden war.

Zerlegt man nun q in seinen reellen und imaginären Bestandteil $\beta + i\,\alpha$, die übrigens bei Wellen in metallischen Leitern beide von gleichem Betrage sind, nämlich

$$\alpha = \beta = \frac{\sqrt{2\pi\omega\mu\sigma}}{c}$$

so kann man die Formeln (4) z. B. für H_z auch schreiben

$$H_z = H_\delta\, e^{-i\alpha(\delta+y)}\, e^{-\beta(\delta+y)}$$

was bekanntlich der Ausdruck für eine in der y-Richtung von $y = -\delta$ aus fortschreitende Welle der Wellenlänge $\lambda' = \frac{2\pi}{\alpha}$ und vom Extinktionsfaktor β ist. Die Wellenlänge in Eisen ist gegenüber der Wellenlänge in Luft $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ außerordentlich stark verkürzt.

$$\lambda' = \sqrt{\frac{c\,\lambda}{\mu\,\sigma}}$$

da σ mindestens etwa $1{,}5 \cdot 10^{16}$ und μ etwa $2 \cdot 10^2$ angenommen werden kann, wird

$$\lambda' \sim 10^{-4}\sqrt{\lambda}\,.$$

Die Extinktion der Welle ist so kräftig, daß die Feldwerte auf den winzigen Bruchteil $e^{-2\pi} \sim \frac{1}{600}$ des Oberflächenwertes bereits in dem sehr geringen Abstande Δy von der Oberfläche gesunken sind, der sich ergibt aus

$$e^{-\beta\Delta y} = e^{-2\pi}$$

zu

$$\Delta y = \frac{2\pi}{\beta}$$

und da $\beta = \alpha$

$$\Delta y = \lambda' \sim 10^{-4}\sqrt{\lambda}\,.$$

Also schon nach Fortschreiten um die sehr kleine Strecke einer Wellenlänge im Eisen λ' hat praktisch der elektromagnetische Vorgang vollkommen aufgehört; und in dieser für eine ins Auge gefaßten Wellenlänge bestimmten Tiefe im Eisen sind selbstverständlich alle höheren Frequenzen erst recht erloschen. Um das Maß des Abfalls der Feldstärken noch weiter zu veranschaulichen, sei noch angeführt, daß in einer Tiefe von $\frac{\lambda'}{4}$ die Feldwerte noch ca. $\frac{1}{5}$, in einer Tiefe von $\frac{\lambda'}{2}$ etwa $\frac{1}{25}$ des Oberflächenwertes aufweisen.

Nach diesen einleitenden Feststellungen, die, wie ich wiederholen möchte, nicht etwas Neues enthalten, komme ich jetzt zur Behandlung der mir gestellten Aufgabe, und zwar zunächst zu dem in Fig. 3 dargestellten Fall:

Für die $y\,z$-Ebene bei $x = d$ und $x = -d$, also am Rande, wo die Stromwicklung liegt, ist der Wert von $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_a$ in großer Strenge durch die Größe des Strombelages festgelegt[3]). Von $\mathfrak{H}$ existiert wieder nur die z-Komponente H_z. Die von dem sich periodisch ändernden magnetischen Fluß im Eisen erzeugten Wirbelströme müssen im wesentlichen parallel zur Blechoberfläche verlaufen, von $\mathfrak{H}$ existieren daher die Komponenten $\mathfrak{E}_x$ und $\mathfrak{E}_y$, die Feldgrößen werden nun nicht nur nach einer Richtung räumliche Verschiedenheiten aufweisen, sondern nach zwei

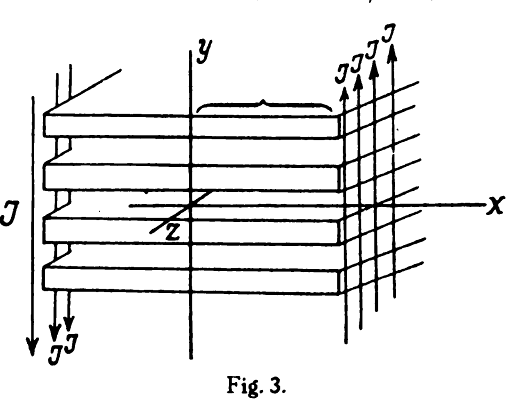


Fig. 3.

Richtungen, und so als Funktionen der Variabeln x und y darzustellen seien, wobei allerdings in jeder $y\,z$ Ebene zwischen $x = \pm\,d$ in jedem Blech und jeder Isolierschicht sich die Werte wiederholen, oder doch annähernd wiederholen[4]). Die auftretenden Größen sind bestimmt durch die Feldgleichungen im Eisen und im Isolator, durch die erwähnte Randbedingung bei $y = \pm\,d$ für H, sowie durch das Verhalten der Feldgrößen am Rande von Metall und Isolator, daß nämlich die Tangentialkomponenten von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ auch dort stetig ihren Wert ändern, und daß auf Grund der Quellenfreiheit der Stromdichte (Leitungs- + Verschiebungsstrom) gewisse Beziehungen zwischen den Vertikalkomponenten von $\mathfrak{E}$ zu beiden Seiten der Materialgrenzen bestehen müssen. In dieser Allgemeinheit betrachtet, hätten wir somit mathematisch ausgedrückt ein System partieller Differentialgleichungen unter Beachtung einer Reihe von Bedingungen zu lösen und müßten dabei in einem recht schwierigen Gebiet operieren. Für unsere praktisch technischen Zwecke wird man jedoch bei den in Frage kommenden Frequenzen von 1000 bis etwa $3 \cdot 10^6$ und Dimensionen von Blechen und Isolationsschichten der Größenordnung 10^{-4} bis vielleicht 10^{-3} cm Dicke mit den einfachsten mathematischen Hilfsmitteln auskommen, ohne auf die wünschenswerte Genauigkeit zu verzichten, natürlich in Rücksicht auf die Eigenschaften der ferromagnetischen Körper unter den schon erwähnten Vorbehalten (Fußnote 1). Wie einleitend bemerkt, wird sich zahlenmäßig zeigen, daß bei den ins Auge gefaßten Frequenzen und Dicken der Isolierschichten zwischen den Blechen die Phasengeschwindigkeit, mit der die Magnetisierungswelle in die Spalte eindringt, ziemlich groß ist (große Wellenlänge).

---

[3]) Stellt man sich den skizzierten Eisenkörper als kleinen Teil aus einem großen Kreisring vor, so erkennt man, daß streng genommen in den Strombelag nicht nur der Leitungsstrom der Wicklung einläuft, sondern auch der $\frac{d}{dt}\mathfrak{E}_y$ proportionale Verschiebungsstrom im inneren Luftraum des Kreisringes. Meist wird jedoch sein Anteil sehr klein sein.

[4]) Man darf nicht übersehen, daß bei relativ dünnen Blechen ein Energieaustausch zwischen den Spalten auch in der y-Richtung auftritt, jedoch stark gehemmt durch die Bleche. Voraussetzung für die Gültigkeit der folgenden Ableitungen ist in diesem Falle eine nicht zu geringe Ausdehnung des Blechpaketes in der y-Richtung. In den der Grenze benachbarten Schichten ist das Feld abweichend von dem hier beschriebenen.

Ich berufe mich nun zunächst auf die aus der Erfahrung vorliegende diesbezügliche Tatsache, daß nämlich die Annahme gleicher magnetischer Feldstärke im ganzen Spaltbereich bei Niederfrequenztransformatoren zu streng richtigen Konstruktionsresultaten, und bei Hochfrequenztransformatoren zu annähernd richtigen Resultaten führt. Die Länge der Magnetisierungswelle ist also im ersten Falle sehr viel größer als der Abstand der Flächen, von denen her die Magnetisierung eindringt, im zweiten Falle jedoch vielleicht an diese Größenordnung heranreichend. Da bei vorliegenden Konstruktionen von Hochfrequenztransformatoren für Wellenlängen in Luft nicht unter 1000 m dieser Abstand etwa bis zu 50 cm erreicht, so läßt sich als experimentell feststehend behaupten, daß in unserem Betrachtungsbereich keinesfalls mit Wellenlängen in den Isolierschichten wesentlich unter dieser Größenordnung zu rechnen ist. Von dieser Abschätzung Gebrauch machend, komme ich des weiteren zu bestätigenden zahlenmäßigen Beziehungen und habe dann die aus der technischen Erfahrung entnommene Abschätzung als berechtigt theoretisch fundiert.

Die im Anfang skizzierte Theorie des Feldes in massivem Eisen setzt bei der Ableitung der Gesetze unter anderem voraus, daß überall am Rande im Verlauf der x-Richtung die gleiche magnetische Feldstärke $H\delta$ herrsche. Es leuchtet ohne weiteres physikalisch ein, daß der funktionelle Verlauf der Feldwerte in der y-Richtung den angegebenen sich mit großer Genauigkeit anschmiegen wird, wenn etwa diese Randbedingungen nur annähernd erfüllt sind, z. B. die magnetische Feldstärke im Verlaufe der x-Richtung eine im Vergleich zur Blechdicke oder allgemeiner der Breite des Betrachtungsstreifens sehr langwellige Struktur zeigt. Wir brauchen jedoch nicht diesem Hinweis auf die naive Anschauung zu vertrauen, die ja gelegentlich getäuscht wird, handelt es sich doch um den streng bewiesenen Satz aus der Theorie der Differentialgleichungen über die stetige Abhängigkeit der Lösungen von den Anfangsbedingungen. Hiermit haben wir einen für die einfache Gestaltung der Behandlung der Aufgabe wichtigen Standpunkt erreicht. Sehen wir von der Umgebung der Randflächen bei $x = \pm d$ (wo der Magnetisierungsstrom fließt), für die ja unsere Voraussetzung, daß H sich längs x nur wenig ändert, nicht zutrifft, so gilt in jeder yz-Ebene zwischen der magnetischen Feldstärke an der Blechoberfläche und der elektrischen Feldstärke im inneren der Bleche die bereits angegebene Gleichung (2)

$$E_x = H_\delta \frac{cq}{4\pi\sigma} \frac{\mathfrak{Sin}\, qy}{\mathfrak{Cof}\, q\delta}$$

wobei y von der Blechmitte aus rechnet. Die elektrische Feldstärke ist innerhalb der Bleche tangential zum Blechrande und die Tangentialkomponente wird unbeschadet einer in der Isolierschicht auftretenden Vertikalkomponente wegen des oben erwähnten Gesetzes über das Verhalten der Tangentialkomponenten an der Grenze der Schichten auch am Rande der anliegenden Isolierschicht den angegegebenen Wert (3)

$$E_{x\delta} = H_\delta \frac{cq}{4\pi\sigma} \mathfrak{Tg}\, q\,\delta$$

annehmen. Sich in gleicher Weise wiederholend, wie alle Feldwerte in jeder yz-Ebene, wird für E_x immer am oberen Blechrande der positive, am unteren der negative Wert gelten. Während E_x somit zwischen $y = +b$ und $y = -b$ seine Vorzeichen ändert und aus Symmetriegründen in der Spaltmitte den Wert Null annehmen muß, ist die Schwankung von H_z und E_y, die am oberen und unteren Blechrande den gleichen Wert haben müssen, in diesem Bereich wegen der im Vergleich zur Spaltbreite sehr großen Wellenlänge elektromagnetischer Störungen außerordentlich klein. Es können demnach ohne merkbaren Fehler H_z und E_y in den einzelnen yz-Ebenen im Spalte als konstant behandelt werden.

Da die Verhältnisse sich von Blech zu Blech und Spalt zu Spalt wiederholen, genügt die nähere Untersuchung nur eines Spaltes mit angrenzenden Blechen gemäß Fig. 4.

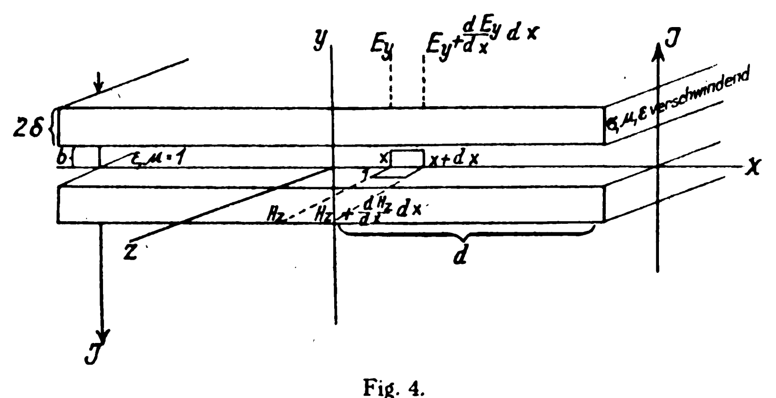


Fig. 4.

Auf die infinitesimalen Rechtecke der Skizze wende ich die Linienintegralsätze der Feldtheorie an

$$\oint \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s} = -\frac{\mu}{c} \frac{d}{dt} \int_f \mathfrak{H}\, d\mathfrak{f} \tag{5}$$

und

$$\oint \mathfrak{H}\, d\mathfrak{s} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d}{dt} \int_f \mathfrak{E}\, d\mathfrak{f} \tag{6}$$

den ersten Satz auf das Rechteck in der yz Ebene, den zweiten auf das der xz-Ebene. Man erhält aus dem ersten Integralsatze

$$b \frac{dE_y}{dx} = -H_z \left(\frac{i\omega b}{c} + \frac{cq}{4\pi\sigma} \mathfrak{Tg}\, q\,\delta \right).$$

Durch Einsetzen etwa in Betracht kommender Zahlenwerte überzeugt man sich leicht, daß für unseren Betrachtungsbereich hinsichtlich Frequenzen Blech- und Spaltdimensionen, wie er oben angegeben wurde

$$\left| \frac{cq}{4\pi\sigma} \mathfrak{Tg}\, q\,\delta \right| >> \left| \frac{i\omega b}{c} \right|$$

so daß die gewonnene Spezialfeldgleichung geschrieben werden kann

$$\frac{dE_y}{dx} = -H_z \frac{cq}{4\pi\sigma b} \mathfrak{Tg}\, q\,\delta.$$

Der Faktor von H_z ist, wie ja eingangs auseinander gesetzt, bei kleinen Werten $q\delta$ (dünne Bleche niedrige Frequenzen) fast rein imaginär, für große Werte $q\delta$ (dicke Bleche hohe Frequenzen) wird sein Arcus 45°. Wie sich gleich zeigen wird, ist der Arcus des Faktors von H_z (Blechdicke und Frequenz) ausschlaggebend für die Extinktion der vom Strombelag her eindringenden Wellen. Die Extinktion, verursacht durch die Wärmeentwicklung in den Blechen, ist verschwindend bei dünnen Blechen und niedrigen Frequenzen und wird groß bei dicken Blechen und hohen Frequenzen.

Der zweite Integralsatz ergibt

$$\frac{dH_z}{dx} = -E_y \frac{i\omega\varepsilon}{c}.$$

Durch Elimination von Ey aus den beiden letzten Gleichungen erhält man

$$\frac{d^2 H_z}{dx^2} = -p^2 H_z$$

wobei

$$p^2 = \frac{q\,\omega\,\varepsilon}{i\,4\pi\,\sigma\,b}\,\mathfrak{Tg}\,q\,\delta.$$

Die Lösungen der Differentialgleichungen sind verwandt den eingangs bei einem Blech behandelten; ich kann daher wohl an dieser Stelle auf eine Wiederholung des Rechnungsganges verzichten.

Will man eine Formel für das Verhalten von E_y und H_z im ganzen Verlauf einer Spaltbreite von $x = -d$ bis $x = +d$ hinschreiben, so scheint aber jetzt die Schwierigkeit aufzutreten, daß, wie schon weiter oben auseinandergesetzt, unsere Spezialfeldgleichungen in unmittelbarer Nähe des Randes $x = \pm d$ nicht mehr gültig sind, also auch bis zum Rande nicht ohne weiteres fortgesetzt werden dürfen. Doch gelten bei den sehr kleinen Blechdicken, die wir im Auge haben, schon bei sehr kleinen Abständen vom Rande unsere Spezialfeldgleichungen mit großer Genauigkeit. Ferner ist es wegen der hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Störungen in der Isolierschicht notwendig, daß die Unterschiede zwischen den Werten unmittelbar bei $x = \pm d$ und in einem geringen Abstand von diesem Rande nur sehr klein sein können, daß man daher auch keinen großen Fehler begehen wird, wenn man sich unsere speziellen Feldgleichungen als bis zum Rande gültig vorstellt. Ich darf also für den Randwert von $H = H_d$ den durch den Strombelag vorgeschriebenen mit großer Annäherung in die Lösung der speziellen Feldgleichungen einführen und bekomme somit in bekannter Weise folgende Beziehungen:

$$H_z = \frac{\cos px}{\cos pd}\,H_d \tag{7}$$

und

$$E_y = i\,\frac{c\,p}{\omega\,\varepsilon}\,\frac{\sin px}{\cos pd}\,H_d \tag{8}$$

und

$$E_d = -\,i\,\frac{c\,p}{\omega\,\varepsilon}\,\mathrm{tg}\,(p\,d)\,H_d. \tag{9}$$

Für den wegen der induzierten elektromotorischen Kraft besonders interessierenden Randwert von $E_y = E_d$ ergeben sich Resonanzstellen, die um so ausgeprägter sind, je kleiner die Extinktion der Wellen, zu messen nach dem Arcus von p, wird (also bei sehr dünnen Blechen). Im idealen Grenzfalle, wo in p^2 der Faktor $\mathfrak{Tg}\,q\delta = q\delta$ gesetzt werden kann, wird der Arcus von $p = 0$, also p reell,

$$p = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon\,\mu\,\delta}{b}}.$$

Es läßt sich dann folgendes leicht erkennen:

Der tg von $\frac{\pi}{2}$ und ungeraden vielfachen von $\frac{\pi}{2}$ ist $= \pm\infty$. Die erste Resonanzlage liegt daher bei einem Werte von

$$d = \frac{\pi}{2\,p} = \frac{\pi\,c}{2\,\omega}\frac{\sqrt{b}}{\sqrt{\varepsilon\mu\delta}} = \frac{\lambda}{4}\sqrt{\frac{b}{\varepsilon\,\mu\,\delta}}$$

Die für einen endlichen Strom in der Wicklung aufzuwendende E. M. K. in diesem Fall würde also ∞ bzw., da p in Wirklichkeit nicht vollkommen reell sein kann, bei sehr dünnen Blechen groß.

Der Betrag von p zeigt die Wellenlänge λ' an, die in den Spalten auftritt; sie ist gegen freie Luft unter Umständen stark verkürzt, aber immer sehr viel größer als die angenommene Blech- und Spaltdimension, nämlich

$$\lambda' \sim \frac{2\pi}{|p|} = \lambda\sqrt{\frac{b}{\varepsilon\,\mu\,\delta}}.$$

Nimmt man b und δ etwa von gleicher Größenordnung an, μ = mehrere Hundert bis mehrere Tausend, ε etwa 1, so ist die Verkürzung der 20. bis 70. Teil der Welle in Luft. Hiermit ist die zu Beginn der theoretischen Untersuchung gemachte Voraussetzung zahlenmäßig festgestellt, daß die Wellenlänge der periodischen elektromagnetischen Störungen in den Isolierspalten wenn auch gegen freie Luft sehr verkleinert, im Vergleich zu den Spaltdimensionen außerordentlich groß ist. Unsere Ansätze waren also mit ausreichender Genauigkeit berechtigt. Es ist natürlich möglich, durch Wahl von Isolierschichten mit größerer Dielektrizitätskonstante von sehr geringer Dicke die Verkürzung der Spaltwellenlänge noch mehrfach in die Höhe zu treiben, was aber die Genauigkeit unserer Schlüsse nicht stört. Nachdem man die Struktur von H_z und E_y in der x-Richtung zahlenmäßig kennt, kann man sich auch noch an Hand der allgemeinen Feldgleichungen ein genaues Bild von der Schwankung dieser Größen zwischen $y = b + b$ und $y = -b$ machen und sich überzeugen, daß sie, wie angenommen, verschwindend klein sind.

Ich gehe jetzt näher auf den Randwert von E_y bei $x = \pm d$ ein, für den die Beziehung (9)

$$E_d = -\,i\,\frac{c\,p}{\omega\,\varepsilon}\,\mathrm{tg}\,(pd)\,H_d$$

aufgestellt worden ist. Als Näherung für kleines $|pd|$ wo $\mathrm{tg}\,(pd) \sim pd$ ist, erhält man

$$E_d = i\,\frac{c\,p^2\,d}{\omega\,\varepsilon}\,H_d = -\frac{c\,q\,d}{4\pi\,\sigma\,b}\,\mathfrak{Tg}\,(q\,\delta)\,H_d.$$

Die Phase zwischen E_d und H_d hängt wegen $q\,\mathfrak{Tg}\,(q\,\delta)$ in der eingangs auseinandergesetzten Weise von der Blechdicke und Frequenz ab. Sie beträgt -90° bei dünnen Blechen abnehmend bis -135° bei dicken Blechen und höheren Frequenzen. Wird die Breite der Anordnung jedoch größer, so daß $tg\,(pd)$ nicht mehr annähernd pd gesetzt werden kann, so wird man seinen Wert nach Betrag und Arcus besonders zu berechnen haben. Zur Übersicht über die Verhältnisse ist eine Kurvenschar (Fig. 5) für $tg\,\alpha$ beigefügt, aus der für viele Fälle die betreffenden Werte abgelesen werden können. Von besonderem Interesse ist das Ansteigen der Werte von E_d bei gegebenem H_d in der Nähe von $|pd| = \frac{\pi}{2}$.

Es tritt, wie schon erwähnt, um so stärker hervor, je kleiner der Arcus von p ist, über den man sich also zunächst Rechenschaft zu geben hat. Der Arcus von p ist die Hälfte des Arcus von p^2

$$= \mathrm{arc}\,\frac{\omega\,\varepsilon}{4\pi\,\sigma\,b}\cdot\frac{q}{i}\,\mathfrak{Tg}\,(q\,\delta) = \mathrm{arc}\,\frac{q}{i}\,\mathfrak{Tg}\,(q\,\delta).$$

Wie aus den einleitenden Feststellungen (siehe Fig. 2 und die Erläuterungen im Text) erinnerlich, ist der Arcus von $q = +45^\circ$, von $\frac{q}{i}$ also -45°,

ferner $\qquad \mathrm{arc}\,\mathfrak{Tg}\,q\,\delta = 45^\circ - \vartheta$

und somit $\qquad \mathrm{arc}\,p^2 = -\,\vartheta.$

Für kleine Werte von ϑ, die zunächst ins Auge gefaßt werden, kann man die Näherungsformel aus dem Kurvenblatt (2) benutzen

$$\vartheta^0 \sim 19,1 \,|\, q \,|^2 \delta^2 \sim 19,1 \frac{4\pi\omega\mu\sigma}{c^2} \delta^2 \sim 5 \cdot 10^{-8} \frac{\mu\sigma\delta^2}{\lambda}.$$

Der Arcus von $p = \varphi$ somit $-\frac{\vartheta}{2}$, für kleinere Werte also

$$\varphi \sim -2,5 \cdot 10^{-8} \frac{\mu\sigma\delta^2}{\lambda}.$$

Das Kurvenblatt (Fig. 5) stellt den $\operatorname{tg}\alpha = r \cdot e^{i\beta}$ dar, ist φ negativ, so behält r den positivem φ entsprechenden Wert, β wird jedoch negativ.

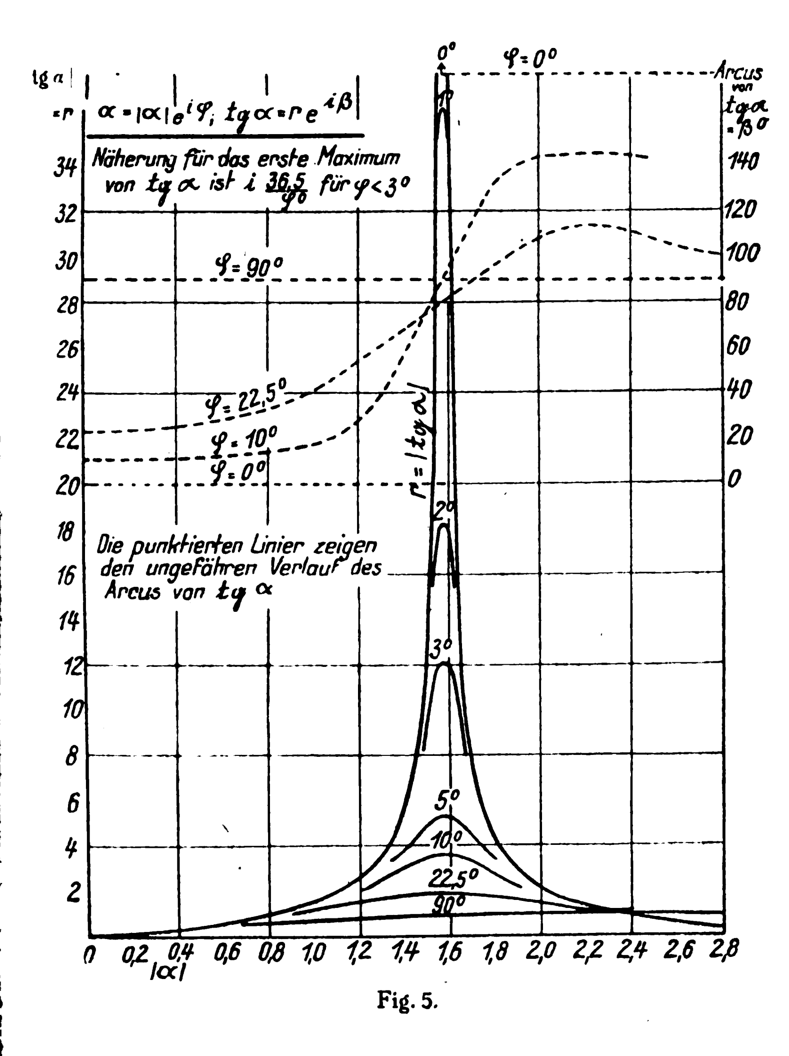


Fig. 5.

Das erste Maximum von

$$\operatorname{tg}(p\,d) \text{ ist etwa } i\,\frac{36,5}{\varphi^0} = -\,i\,1,46 \cdot 10^9 \frac{\lambda}{\mu\sigma\delta^2}.$$

Die Phase zwischen E_d und H_d in der Nähe de Resonanzlage erkennt man aus dem Verhalten von β, das etwa bei $|\,p\,d\,| = \frac{\pi}{2}$ den Wert von -90^0 durchläuft; E_d nach Formel (9) $= -i\frac{c\,p}{\omega\,\varepsilon} \operatorname{tg}(p\,d)\,H_d$ hat also einen Arcus von etwa -180^0, da der Arcus von p in dem augenblicklichen Betrachtungsbereich klein sein sollte, und daher die durch $-i$ bedingte weitere Drehung um -90^0 nur wenig beeinflußt.

β schmiegt sich bei kleinem φ sehr nahe der Ordinate $\frac{\pi}{2}$ an und kann daher für diesen Fall nur sehr schlecht graphisch dargestellt werden. In der Nähe dieser Ordinate gilt etwa folgende Beziehung

$$\varDelta\,\beta^0 \sim 2080 \frac{|\,\varDelta\,\alpha\,|}{\varphi^0}$$

wobei $\varDelta\,\beta^0 = 90^0 - \beta^0$ und $|\,\varDelta\,\alpha\,| = \frac{\pi}{2} - |\,\alpha\,|$ in Bogenmaß ist.

Zur Prüfung dieser mit allerlei Idealisierungen und daher Vernachlässigungen in den Voraussetzungen behafteten Entwicklungen hinsichtlich ihrer Anschmiegung an tatsächliche Verhältnisse wäre der experimentelle Nachweis der beschriebenen Resonanzerscheinungen wichtig. Dahingehende seit 2 Jahren geplante Versuche konnten aber wegen Mangel an Mitteln nicht ausgeführt werden. Versuche würden wegen der erwünschten Materialersparnis mit möglichst kurzen Wellen durchzuführen sein. Legt man die dünnsten heute wohl greifbaren Bleche von $6{,}10^{-4}$ cm Dicke (2 δ) zugrunde, so wird beim Anstreben eines Phasenwinkels von $\vartheta = 6^0$ bzw. $\varphi = 3^0$ nach der eben abgeleiteten Formel

$$\vartheta^0 = 5 \cdot 10^{-8} \frac{\mu\sigma\delta^2}{\lambda}$$

$$\lambda = 5 \cdot 10^{-8} \frac{\mu\sigma\delta^2}{6}$$

Für μ und σ wähle ich die Zahlenwerte für Siliciumeisen aus der anfänglich gegebenen kleinen Zusammenstellung bei kleinen Amplituden von H; $\mu = 5{,}10^{-2}$ und $\sigma = 1{,}5 \cdot 10^{-16}$. Ferner $\delta = 3 \,.\, 10^{-4}$ cm. Es ergibt sich so

$$\lambda \sim 6000 \text{ cm} = 60 \text{ m}$$

Die ungefähre Breite 2 d der Anordnung, bei der sich für eine begrenzte Wellenzone der Anstieg der aufzuwendenden E.M.K. bei gleichbleibendem Strom in der Wicklung zeigt, findet man nach den im Anschluß an die Formeln 7) bis 9) gegebenen Erläuterungen aus der Beziehung

$$2\,d = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\frac{b}{\varepsilon\,\mu\,\delta}}.$$

Nimmt man die Spaltenbreite 2 b gleich der Blechdicke 2 δ und $\varepsilon = 4$ (Lack), so ist

$$2\,d \sim 67 \text{ cm}.$$

Dies ist ein für eine Versuchsanordnung noch recht hinderliches Maß, ganz abgesehen davon, daß die hauchartigen Lamellen von $\frac{6}{1000}$ mm Dicke in solcher Breite nicht zu erhalten sind. Man dürfte außerdem bei diesen noch unmöglichen Dimensionen nicht mit einem so deutlichen Anstieg der nötigen E.M.K. rechnen, wie er im Kurvenblatt 5 für $\varphi = 3^0$ veranschaulicht ist und nur für die idealisierten Verhältnisse der Ableitung als Konsequenz auftritt. Für einen Versuch kann man sich aber wohl noch mit wesentlich weniger begnügen. Eine Andeutung der Resonanzerscheinung würde auch noch bei der bescheideneren Forderung nach einem Phasenwinkel von $\varphi = 9^0$ zu erwarten sein. Bei Benutzung der Bleche von $6 \,.\, 10^{-4}$ cm Dicke kann man dann auf eine Welle von etwa 20 m herunter gehen, und die kritische Breite der Anordnung braucht c. p. nur noch 22 cm zu betragen.

Eine noch weitere Verringerung der Wellenlänge in den isolierenden Spalten läßt sich vielleicht durch folgende in Fig. 6 schematisch dargestellte Anordnung erreichen.

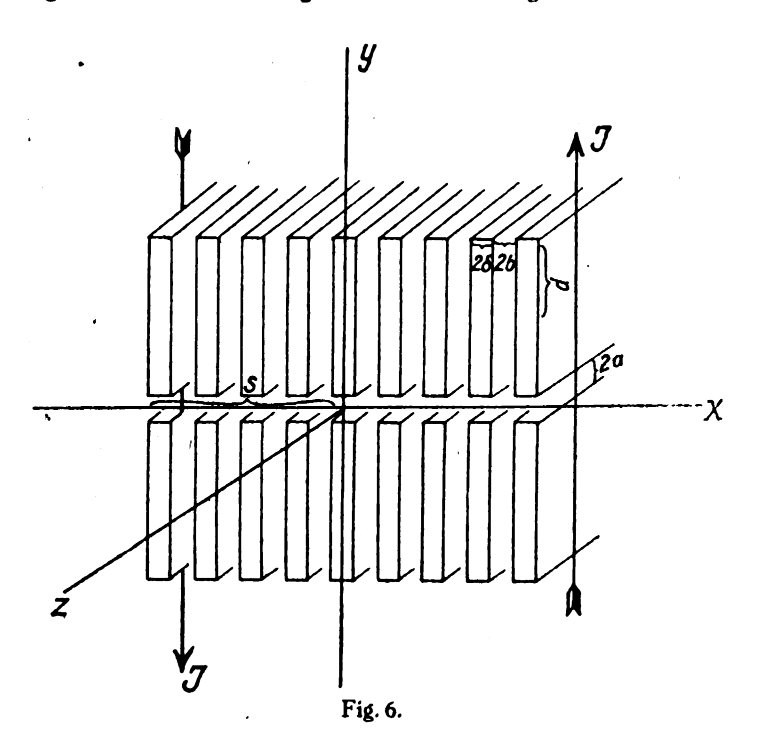


Fig. 6.

Die elektromagnetische Energie soll vom Rande her nur durch die Spalte 2a eindringen können, man muß sich die Anordnung also oben und unten etwa durch ein etwas stärkeres Metallblech abgeschlossen denken. Auf diese Weise hat man jetzt gewissermaßen die Leitfähigkeit in der x-Richtung unterdrückt (bei dem vorher beleuchteten Fall war sie in der y-Richtung unterdrückt, in dem Sinne etwa, wie man in der Technik vom „Abschneiden der Wirbelströme" spricht). Die Wellen in der $\pm\, x$-Richtung verändern dadurch ihre Struktur. An den oberen und unteren Enden der vertikalen Spalten von der Breite 2b und Höhe 2d ist die Beziehung zwischen E und H durch die vorher abgeleitete Formel (9) gegeben, und sie gilt nun auch zwangsweise bis zu den Randblechen bei $x = \pm s$

$$E_x = \mp \frac{i c p}{\omega \varepsilon} \operatorname{tg}(p d) H_z.$$

Unmittelbar an den oberen und unteren Enden der Bleche selbst ist Ex sehr klein. Diese durch die Eisenunterteilung gegebene Struktur des Feldes ist in der ganzen Spaltbreite 2a, wenn auch ausgeglichen, vorhanden. Eine genaue Differentialgleichung des Feldes in den 2a-Spalten würde keineswegs einfach ausfallen. Man kommt aber wohl zu einer ungefähren Beschreibung des Vorganges, wenn man Mittelwerte ins Auge faßt. Der Mittelwert von Ex am oberen und unteren Rande der horizontalen 2a-Spalten ist

$$E_{xa} = \mp \frac{i c p}{\omega \varepsilon} \operatorname{tg}(p d) \frac{b}{b+\delta} H_z$$

d soll sehr klein gegen die Wellenlängen in den vertikalen 2b-Spalten sein. Dann kann $tg\ (pd) = pd$ gesetzt werden, und aus dem ersten Integralsatze Formel (5) ergibt sich:

$$\frac{d\,Ey}{dx} = -H_z\, i\, \frac{c\, p^2\, d\, b}{\omega\, \varepsilon\, a\, (b+\delta)}$$

aus dem zweiten Integralsatze Formel (6) wie vorher:

$$\frac{d\,Hz}{dx} = -E_y \frac{i\,\omega\,\varepsilon}{c}$$

Durch Elimination von Ey hat man

$$\frac{d^2 Hz}{dx^2} = -H_z \frac{p^2\, b\, d}{a\,(b+\delta)}.$$

Der Arcus des Faktors von Hz hat sich gegen die Verhältnisse bei horizontal liegenden Blechen nicht verändert, man hat also mit ähnlichen Anstiegen in der Nähe der Resonanzlage zu rechnen. Die Resonanzlage findet in Analogie mit dem vorhergehenden statt bei

$$s = \frac{\lambda}{4} \sqrt{\frac{a\,(b+\delta)}{\varepsilon\,\mu\,\delta\, d}}$$

Ich weise aber darauf hin, daß mit Mittelwerten bei den Differentialgleichungen gerechnet wurde und die Formeln daher nur sehr als Näherungen betrachtet werden dürfen.

Wenn $\delta = b$ gewählt wird, wird $\frac{b+\delta}{\delta} = 2$, und die kritische Breite der Anordnung

$$2\,s = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon\mu}} \sqrt{\frac{a}{d}}.$$

Denkt man sich als Isolierschicht wieder einen Lack der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 4$ und μ wie vorher $= 5 \cdot 10^2$, so wird

$$2\,s = \frac{\lambda}{63} \sqrt{\frac{a}{d}}$$

Die Abweichungen gegen das in Kurvenblatt 5 veranschaulichte Verhalten wird sich jetzt noch erheblicher bemerkbar machen. Es dürfte sich daher auch keinesfalls empfehlen, bei Verwendung der Bleche von $6 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke unter 60 m Wellenlänge herunter zu gehen. Was in Fußnote 4 gesagt ist, gilt hier verstärkt, da der Energieausgleich entlang den 2b-Spalten in der y-Richtung jetzt weniger gehemmt ist, und ferner auch durch die vertikal geschichteten Bleche ein Energieausgleich in der x-Richtung auftritt. Immerhin dürfte eine Andeutung der Resonanzerscheinung zu erwarten sein.

Wählt man z. B. die Höhe 2d der Bleche zu 1 cm und die Breite der 2a-Spalten verhältnismäßig ziemlich groß zu 10^{-2} cm, so würde die kritische Breite der Anordnung für die Wellenlänge von 60 m

$$2\,s = \frac{\lambda}{63} \sqrt{10^{-2}} \sim 10 \text{ cm}.$$

Eine solche Anordnung herzustellen, bietet keine unüberwindbaren Schwierigkeiten. Auch darf man, ohne an zu unhandlichen Dimensionen zu stranden, nun auch größere Wellenlängen und dickere Bleche wählen.

Bisher sind von den elektromagnetischen Vorgängen in lamelliertem Eisen nur solche mit geringer Extinktion des näheren betrachtet worden. Wie bei der anfänglichen Behandlung der elektromagnetischen Welle in massivem Eisen liegt wieder die Frage nahe, in welcher Tiefe des Spaltes (siehe Fig. 4) die eindringenden Wellen praktisch erloschen sind. Man benutzt dann zweckmäßig nicht die Formeln (7) bis (9), sondern geht von dem Umstande aus, daß für solche Frequenzen die Welle ungestört durch den ja bereits erloschenen Vorgang, der von der gegenüberliegenden Seite her vordringt, sich ausbreiten kann.

Für die z. B. von $x = -d$ her vordringende Welle im Isolierspalt ist die Lösung der Spezialfeldgleichungen, die aus den Integralsätzen (5) und (6) gebildet worden waren

$$H_z = C_e - ipx$$

und

$$E_y = -\frac{c}{i\omega\varepsilon}\frac{dHz}{dx} = \frac{cp}{\omega\varepsilon} C_e - ipx.$$

Die Konstante C ist bestimmt durch die Bedingung, daß der Ausdruck für $H_z = H_d$ sein muß, wenn $x = -d$ wird. Daher

$$H_d = C_e - ip(-d)$$

und

$$C = H_d e^{-ipd}$$

sowie

$$H_z = H_d e^{-ip(d+x)}; \quad E_y = \frac{cp}{\omega\varepsilon} H_d e^{-ip(d+x)}$$

Um zu einer analogen Darstellung zu kommen, wie sie der Erörterung bei massivem Eisen zugrunde gelegt war, nämlich

$$H_z = H_d e^{-i\alpha(d+x)} e^{-\beta(d+x)}$$

muß man p in seinen reellen und imaginären Bestandteil so zerlegen, daß α jetzt als der reelle Teil mit positivem Vorzeichen und β als der imaginäre Teil mit negativem Vorzeichen erscheint.

$$p = \alpha - i\beta$$

die Ausdrücke für α und β findet man wie folgt:

$$p^2 = \frac{q\omega\varepsilon}{i\,4\pi\sigma b}\,\mathfrak{Tg}\,(q\,\delta).$$

(Siehe die Ableitung der Formel (7).)

Verhältnismäßig starke Extinktion ist nur zu erwarten, wenn die Bleche so dick sind, daß $\mathfrak{Tg}\,(q\delta) = 1$ gesetzt werden kann (siehe Fig. 2). Der Arcus von p^2 ist dann gleich dem Arcus von $\frac{q}{i}$ also, wie schon bei den Erörterungen im Zusammenhang mit den Fig. 5 gezeigt worden ist, -45^0 und der von $p = \sqrt{p^2}$ somit $-22{,}5^0$. Und wir erhalten

$$\alpha = \sqrt{\frac{|q|\,\omega\varepsilon}{4\pi\sigma b}}\cos 22{,}5^0$$

$$\beta = \sqrt{\frac{|q|\,\omega\varepsilon}{4\pi\sigma b}}\sin 22{,}5^0$$

$$\text{und da } q = \sqrt{\frac{4\pi\omega\mu\sigma}{c}}, \qquad \cos 22{,}5^0 = 0{,}92$$

$$\text{und } \sin 22{,}5^0 = 0{,}38$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\varepsilon}{cb}}\sqrt[4]{\frac{\omega\mu}{4\pi\sigma}}\,0{,}92$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega\varepsilon}{cb}}\sqrt[4]{\frac{\omega\mu}{4\pi\sigma}}\,0{,}38 = \alpha\,\mathrm{tg}\,22{,}5^0 = \alpha\,0{,}414.$$

Setzt man wieder $\mu = 5\cdot 10^2$, $\sigma = 1{,}5\cdot 10^{16}$ und $\varepsilon = 4$, ferner $\frac{2\pi c}{\lambda}$ für ω, so wird

$$\alpha = 0{,}69\,\frac{1}{\sqrt{b}\,\sqrt[4]{\lambda^3}}$$

$$\beta = \alpha\,0{,}414 = 0{,}286\,\frac{1}{\sqrt{b}\,\sqrt[4]{\lambda^3}}$$

Versteht man unter λ' jetzt die Wellenlänge im Isolierspalt, so gilt wieder

$$\lambda' = \frac{2\pi}{\alpha} \sim 9{,}1\,\sqrt{b}\,\sqrt[4]{\lambda^3}.$$

Setzt man noch für b wie vorher $3:10^{-1}$/cm und $\lambda = 6000$ cm, so wird

$$\lambda' = \sim 107 \text{ cm}.$$

Der Abfall auf den Bruchteil $e^{-2\pi} \sim \frac{1}{600}$ des Randwertes bei $x = -d$ tritt ein in einem Abstande vom Rande

$$\Delta x = \frac{2\pi}{\beta}$$

und da

$$\beta = 0{,}414\,\alpha$$

$$\Delta x = \frac{\lambda'}{0{,}414} \sim 2{,}4\,\lambda'.$$

Also selbst bei den angenommenen äußerst dünnen Isolierschichten würde eine Strecke von ca. 260 cm zu einem praktisch völligen Erlöschen der vordringenden Welle nötig sein. Auf eine Strecke von ca. 65 cm würde der Abfall etwa $\frac{1}{5}$ betragen. Man erkennt hieraus, daß schon minimale Spalte in einem Eisenkörper parallel zur Richtung des magnetischen Feldvektors ein ziemlich ungehindertes Eindringen des Feldes gestatten. Daß also zum Abdämpfen von Frequenzen massive, wenn auch sehr dünne Bleche vorzuziehen sind. Immerhin wird sich bei großen Anordnungen aus Eisen, bei denen die Unterteilung in Lamellen nicht der Frequenz entsprechend genügend fein durchgeführt ist, nicht nur eine Steigerung der Verluste, sondern auch eine unzureichende Magnetisierung der inneren Teile des Körpers bemerkbar machen können.

Durch Verwendung von Permalloy, bei dem das Verhältnis $\frac{\mu}{\sigma}$ etwa 6 bis 42 mal größer ist, als das für Siliciumeisen gültige, würden sich die angegebenen Maße für λ' im Verhältnis $\frac{1}{\sqrt[4]{6}}$ bis $\frac{1}{\sqrt[4]{42}}$ gleich $\frac{1}{1{,}56}$ bis $\frac{1}{2{,}55}$ verringern, und somit eine genügende Magnetisierung der inneren Teile eines ferromagnetischen Körpers unter Umständen in erhöhtem Maße in Erscheinung treten.

Die Betrachtungen über die Extinktion der Spaltwellen kann auch auf den durch Fig. 6 gekennzeichneten Fall mit zweifacher Unterteilung ausgedehnt werden. Man erhält da, wie im Falle geringer Extinktion, stark reduzierte Dimensionen.

Über die Sekundärstrahlung in Elektronenröhren.[1]

Von H. Lange.

§ 1. Frühere Arbeiten.

Im Jahre 1922 veröffentlichte F. Tank[2]) eine Arbeit über die Stromverteilung in technischen Drei-Elektroden-röhren, in der er auch auf die Rolle der Sekundärstrahlung näher einging. Er veränderte bei verschiedenen konstanten Gitterspannungen Pg die Anodenspannung Pa und trug den dabei gemessenen Anodenstrom Ja über der Anoden-

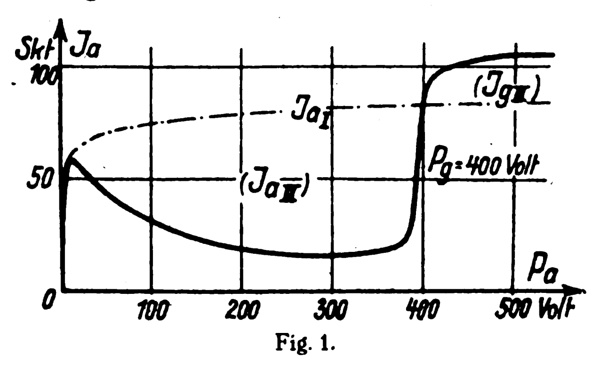


Fig. 1.

spannung auf (Fig. 1). Dann konstruierte er nach weiter unten zu erörternden Gesichtspunkten den Verlauf des reinen Primäranodenstroms $J_{a\,I}$ und konnte danach Rückschlüsse auf die Sekundäremission sowohl der Anode ($J_{a\,II}$), als auch des Gitters ($J_{g\,II}$) ziehen.

Tank stellte insbesondere fest, daß die vom Anodenblech ausgehende Sekundäremission mit der Anodenspannung dauernd anstieg. Dies stimmte überein mit Versuchsergebnissen von Millikan und Barber[3]). Tank selbst wies jedoch schon auf entgegenstehende Untersuchungen von A. Gehrts[4]) hin, der bei einer Primärspannung von 220 Volt ein Maximum der Sekundärstrahlung gefunden hatte. Daß schon 1904 P. Lenard[5]) ein solches Optimum bei 400 Volt (Platin) und 500 Volt (Kupfer) beobachtet hatte, war Herrn Tank offenbar entgangen. 1922 erschien dann noch eine weitere Arbeit über diesen Gegenstand: Baltruschat und Starke[6]) fanden für die kritische Primärspannung bei mehreren verschiedenen Metallen den Wert 80 Volt. Eine Ende 1922 im hiesigen Institut für Schwachstromtechnik von Fräulein H. Streit[7]) ausgeführte Untersuchung an Eingitterröhren bestätigte im wesentlichen die Resultate Tanks.

Den an gewöhnlichen Elektronenröhren gewonnenen Ergebnissen stand also der größte Teil der anderen Messungen gegenüber, die bei bestimmten, wenn auch ziemlich stark von einander abweichenden Primärgeschwindigkeiten ein Optimum der Sekundäremission ergaben. Diese Unterschiede aufzuklären, war der Hauptzweck der vorliegenden Arbeit.

[1]) Gekürzte Diplomarbeit, Dresden, 1924, Institut für Schwachstromtechnik der Techn. Hochschule.

[2]) F. Tank, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie, 20, 82, 1922.

[3]) R. A. Millikan und J. G. Barber, Proc. Nat. Ac. of Sciences. 7, 13, 1921. — J. G. Barber, Phys. Rev. 17, 322, 1921.

[4]) A. Gehrts, Ann. d. Physik, 36, 995, 1911.

[5]) P. Lenard, Ann. d. Phys. 15, 499, 1904. Vgl. auch „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten". Heidelberg, Abhandl. d. Akad. d. Wiss. 5, 1918.

[6]) M. Baltruschat u. H. Starke, Phys. Ztschr. XXIII, 403, 1922.

[7]) H. Streit, Diplomarbeit Dresden, 1922.

§ 2. Schaltungen, Vorversuche, Fehlerquellen.

Besonders die von Lenard für die optimale Primärgeschwindigkeit gefundenen Werte legten es nahe, die Mißerfolge von Herrn Tank und Fräulein Streit auf Anwendung nicht genügend hoher Spannungen (400—600 Volt maximal) zurückzuführen. Es schien also zunächst geboten, die Versuche auf möglichst hohe Spannungen auszudehnen.

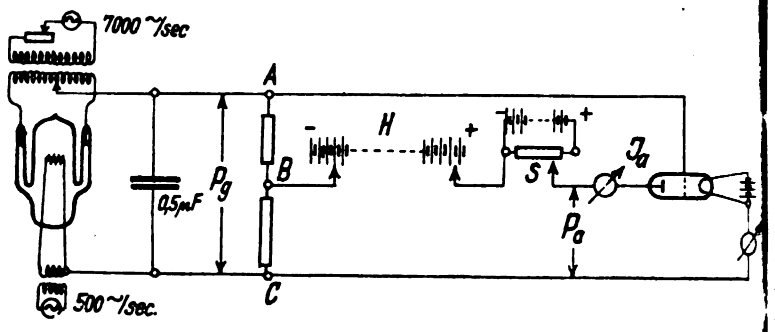


Fig. 2. Versuchsschaltung.

An Akkumulatorenbatterien standen nur 1200 Volt zur Verfügung. Darüber hinausgehende Geschwindigkeiten wurden mit hochtransformierter und dann mit Wehnelt-Oxydkathodenröhre gleichgerichteter Hochfrequenz-Wechselspannung (ca. 7000 Per/sec.) erreicht. Die noch vorhandene Wechselkomponente der gleichgerichteten Hochspannung wurde durch Parallelschalten einer großen Kapazität von der Meßanordnung ferngehalten.

Fig. 2 stellt die Gleichrichteranlage dar und gibt zugleich ein Beispiel der im folgenden angewandten Schaltungen. Die Figur zeigt die Anordnung, wie sie zur Aufnahme der Kurventeile benutzt wurde, für die Pg wesentlich größer war als Pa.

Zwischen AB und BC lagen auswechselbare, hochohmige Graphitwiderstände, H war eine Hochspannungsbatterie von 560 Volt, S ein Spannungsteiler, an dem 80 Volt lagen. Die Gitterspannung, die bei den Versuchsreihen als Parameter diente, wurde durch Regulieren der Hochfrequenzmaschinenspannung eingestellt. Die Anodenspannung konnte dann in großen Zügen durch Austauschen der Graphitwiderstände verändert werden, während die Feinregulierung durch Abstecken an der Batterie H und zuletzt mit Hilfe des Spannungsteilers S vorgenommen wurde. Bezugspunkt für alle Spannungen war, wie üblich, das negative Ende des Heizdrahtes.

Daß die vom Gleichrichter abgegebene Spannung völlig homogen war, zeigt die Tatsache, daß bis 1200 Volt, also so weit ein Vergleich möglich war, die mit Gleichrichter aufgenommenen Kurven völlig identisch sind mit denen, die bei Verwendung der Hochspannungsbatterien erhalten wurden.

Es sei hier auch gleich bemerkt, daß sich bei teilweise mehrfach wiederholter Aufnahme der Kurven, insbesondere auch für die beim Arbeiten mit verschiedener Emission oder mit verschiedenen Schaltungen erhaltenen, übereinandergreifenden Stücke selten Abweichungen von mehr als 1 % ergaben.

Der Verlauf der Kurven war übrigens auch ganz unabhängig davon, ob die Erdung am Glühdraht, dem Gitter oder der Anode lag. Das bedeutet aber, daß die Ergebnisse der

Messungen durch keine Störungen infolge äußerer Streufelder gefälscht sein können.

Als obere Grenze der erreichbaren Elektronengeschwindigkeit ergab sich etwa 3500 Volt (das entspricht ungefähr 0,12 Lichtgeschwindigkeit). Bei höheren Spannungen schlugen am Röhrensockel zwischen den Zuführungsdrähten Gleitfunken über.

Das Vakuum der untersuchten Röhren wurde vor und nach den Meßreihen in bekannter Weise elektrisch gemessen. Der Vakuumfaktor wurde für die eine Röhre, AEG-Type R S C Ia 19[8]) zu

$$V = \frac{Jg}{Ja} = 5 \cdot 10^{-6},$$

für die andere Siemens-Halske-Type BE 2278[9]) zu $V = 5{,}5 \cdot 10^{-6}$ gefunden. Daraus ergibt sich nach der von Rukop und Haußer[10]) angegebenen Näherungsrechnung für beide Röhren ein Gasdruck in der Größenordnung von 10^{-8} mm *Hg*.

§ 3. Raumladungen.

Trotz sehr sorgfältiger Isolation aller Instrumente und Zuleitungen traten bei höheren Spannungen doch noch Kriechströme, und zwar in der Röhre selbst auf. Es konnte also nicht durchgehends mit so geringen Emissionsströmen gearbeitet werden, wie es zwecks gänzlicher Ausschaltung von Raumladungseffekten angezeigt gewesen wäre. Jedoch wurde der Einfluß der eigentlichen Raumladung um den Glühdraht dadurch ausgeschaltet, daß die Gesamtemissionsstromstärke *Je* dauernd durch Nachregulieren der Heizung konstant gehalten wurde.

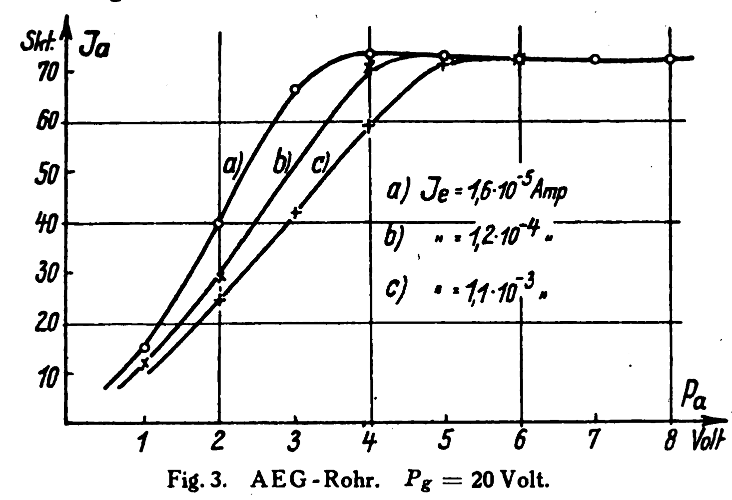


Fig. 3. AEG-Rohr. $P_g = 20$ Volt.

Nicht vermieden werden konnte dagegen die Wirkung von Raumladungseffekten in dem Gebiet zwischen Gitter und Anode. Diese rühren einesteils von Primärelektronen her, die vor Erreichung der Anode vom Gitter zurückgeholt werden. Dieser Effekt macht sich aber naturgemäß nur bei ganz geringen Anodenspannungen bemerkbar. Das wurde auch experimentell nachgeprüft, und zwar für verschiedene Werte von *Pg*.

Bei diesen, wie auch bei allen folgenden Untersuchungen entsprachen dem jeweils konstanten Emissionsstrom *Je* stets genau 100 Teile der Skala des Galvanometers, mit dem der Anodenstrom *Ja* gemessen wurde, so daß die abgelesenen Werte von *Ja* alle ohne Umrechnung in das gleiche Kurvenblatt eingetragen werden konnten.

Fig. 3 zeigt z. B. für $Pg = 20$ Volt, daß bei der niedrigsten Heizung (Kurve *a*) sich Raumladungseinflüsse höchstens bis etwa Pa = 5 Volt geltend machen, denn dort laufen ja die Kurven *a* und *b* zusammen. Es ist übrigens zu bemerken, daß die Verschiebung der einzelnen Linien nur zum Teil von Raumladungen herrührt, zum (größeren) Teil dagegen ihren Grund in dem bei den verschiedenen Heizungen natürlich verschiedenen Spannungsabfall am Glühdraht haben dürfte. Es kam ja aber im vorliegenden Fall auch nur darauf an, festzustellen, bis zu welcher Spannung der Kurvenverlauf unabhängig ist von der Stärke der Emission.

Bei größeren Werten von *Pg* liegen die kritischen Anodenspannungen etwas höher. Das liegt wohl daran, daß dann die zunächst ein Stück über das Gitter hinausgeflogenen Elektronen kräftiger zurückgeholt werden und unter Umständen mehrmals zwischen den Gitterdrähten hin und her pendeln.

Abgesehen von dem eben beschriebenen Effekt verursachen nun weiterhin auch die von der Anode ausgehenden Sekundärelektronen noch eine Raumladung, und zwar dann, wenn Gitter und Anode gleiches oder nur wenig verschiedenes Potential haben. Hierauf wird später noch näher eingegangen werden (§ 13, Fig. 13).

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß bei einer Emission von etwa 1,5 mA — mit dieser Stromstärke wurde im weiteren Verlauf immer gearbeitet — Fälschungen durch Raumladungseffekte unbedingt ausgeschlossen sind, mit einziger Ausnahme der nahen Umgebungen von $Pg = Pa$ und des Anfangsgebiets. Letzteres konnte aber ja bei beliebig geringerer Emission aufgenommen werden, so daß der Effekt dort beliebig herabgedrückt werden konnte.

§ 4. Primäranodenstrom.

Die erste Bedingung, ohne deren Erfüllung eine einwandfreie und sichere Klärung der Sekundärstrahlungsfrage nicht erreicht werden kann, ist die genaue Kenntnis des Verlaufs des reinen Primäranodenstroms.

Tank benutzte zu dieser Konstruktion einesteils den anfänglichen Verlauf der *Ja*-Kurven, andernteils die Schnittpunkte von *Ja* mit den Linien $Pg = Pa$, „da diese von Sekundärerscheinungen nahe unbeeinflußt" seien. Die Zwischenstücke interpolierte er graphisch. Eine Kontrollmöglichkeit bot der Satz, daß für konstantes Verhältnis der Spannungen Pg/Pa auch das Verhältnis der Primärströme J_{g1}/J_{a1} und, wenn man $J_{g1} + J_{a1} = J_e$ konstant hält, auch J_{g1} und J_{a1} selbst konstant sind.

Das Tanksche Verfahren führt zu einer Näherungskonstruktion, die jedoch, wie sich aus den vorliegenden Messungen entnehmen läßt, je nach der untersuchten Röhrentype mit bis zu 10 % Fehlern behaftet ist (Fig. 5, 6 und 15). Dies liegt vor allem an der nur begrenzten Richtigkeit der Anschauung, daß die Punkte $Pg = Pa$ von Sekundäreinflüssen ungestört seien, außerdem an der Unsicherheit der Methode der graphischen Interpolation.

Im folgenden soll nun gezeigt werden, daß man den ganzen Verlauf des reinen Primäranodenstroms für jede Gitterspannung experimentell ermitteln kann.

Zunächst lehrt der oben angeführte Satz, daß man dazu nur die Kenntnis des Stromverlaufs bei einer einzigen Gitterspannung benötigt. Aus dieser einen Kurve kann man ja dann für verschiedene Werte von Pg/Pa die zugehörigen

[8]) Normal 4,5 Amp. Heizstrom, zylindrische Tantal-Anode von ca. 28 mm Φ, Molybdändrahtgitter mit quadratischem Querschnitt, V-förmiger Heizdraht.

[9]) Normal 2,1 Amp. Heizstrom, zylindrische Tantal-Anode von ca. 13 mm Φ, zylindrisches Gitter aus 6 einzelnen Tantalstegen, gerader Heizdraht.

[10]) Rukop und Haußer, Vortragsreihe im Elektrotechn. Verein, Berlin 1919.

Werte von J_{a1} entnehmen und damit die J_{a1}-Kurven für alle anderen Absolutwerte von Pg konstruieren.

Nun hindert aber nichts daran, die gebrauchte Kurve bei so geringen Spannungen aufzunehmen, daß sekundäre Einflüsse nur eine ganz geringe Rolle spielen. Man muß dann natürlich zur Verhütung von Raumladungsstörungen mit möglichst schwacher Emission arbeiten. Fig. 4 und 5 zeigen Kurven, die bei $Je = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ Amp. aufgenommen sind. Sie können nach diesbezüglichen Messungen (s. o.) durch Raumladungen höchstens unterhalb $Pa = 4$ Volt und auch da nur geringfügig gefälscht sein.

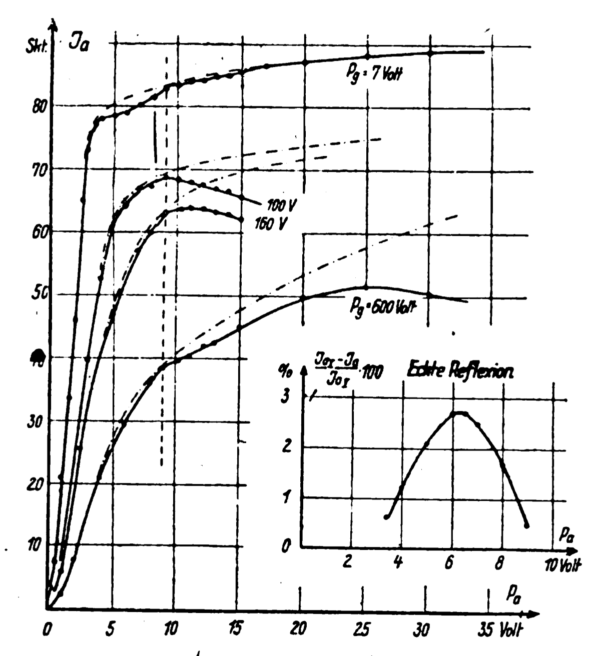


Fig. 4. AEG-Rohr. $J_e = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ Amp. = 100 Skt.

Betrachten wir zunächst in Fig. 4 die Kurve für $Pg = 7$ Volt. Hier steigt die ausgezogene Linie des gemessenen Anodenstroms Ja zunächst von 0 bis etwa $Pa = 4$ Volt rasch an, um dort ziemlich scharf abzubiegen und, nach einem abermaligen Knick bei 9 Volt, schließlich bei etwa 16 Volt wieder in normalen Verlauf überzugehen. Die Abweichungen sind jedoch hier so gering, daß man den Primärstrom mit sehr großer Genauigkeit einzeichnen kann (gestrichelt), zumal sich für seinen Verlauf noch einige gleich zu besprechende Anhaltspunkte darbieten.

§ 5. Echte Reflexion.

In der ersten Abweichung zwischen 3 und 9 Volt prägt sich eine Erscheinung aus, die Lenard „echte Reflexion" genannt hat. Es werden hier infolge der sehr geringen Geschwindigkeit der Primärelektronen einzelne von ihnen durch Oberflächenatome des Anodenblechs so stark abgelenkt, daß sie rückwärts wieder herausfliegen. Diese gelangen eventuell zum Gitter zurück, so daß eine Schwächung des Primäranodenstromes erfolgt. Trägt man den reflektierten Bruchteil in Prozenten des ganzen Primärstromes über der Anodenspannung auf, so erkennt man ein deutliches Maximum der echten Reflexion bei etwa 6 Volt (Fig. 4). Dies kann allerdings nach Lage der Dinge natürlich nur als Schätzung gelten. Immerhin sind die Abweichungen, die sich bei der Auswertung der verschiedenen Kurven von Fig. 4 und 5 ergeben, recht klein und außerdem auch in den Verhältnissen begründet. Bei sehr niedrigem Pg (also unterhalb von etwa 7 Volt) gelangen nämlich gar nicht alle reflektierten Elektronen ans Gitter, da ihre radiale Geschwindigkeitskomponente unter Umständen kleiner ist als die zu überwindende Gegenspannung; das Maximum erscheint also tiefer. Bei höheren Spannungen tritt eine andere Fehlerquelle auf, das Übereinandergreifen von echter Reflexion und Sekundäremission (s. u.), die das Maximum scheinbar nach oben verschiebt. Für die Berechtigung der Wahl der 7-Volt-Kurve für die Bestimmung des Maximums sei angeführt, daß Gehrts (l. c.) es bei etwa 5 Volt findet. Prüfen wir nun umgekehrt nach unserer so gewonnenen Kenntnis der reflektierten Strahlung den Verlauf des Primärstromes, so bemerken wir sofort, daß dieser sich unterhalb etwa 3 Volt auf jeden Fall der schwarzen Kurve völlig anschmiegen muß, da sich ja sonst ein erneutes Anwachsen der Reflexion ergeben würde. Andererseits sieht man, daß bei höheren Primärgeschwindigkeiten als 10 Volt echte Reflexion nur in verschwindendem Maße auftreten kann.

§ 6. Grenzgeschwindigkeit.

Erhöht man jetzt die Anodenspannung weiter, so wird die Energie der Primärelektronen schließlich groß genug, um in den Atomverband selbst einzudringen, ihn zu durchqueren und dabei eventuell ein Atomelektron herauszutreiben, das nun wiederum zum Gitter fliegt und so den Anodenstrom zugunsten des Gitterstromes verkleinert. Diesen Vorgang bezeichnet man mit „Sekundärstrahlung". Sie ist die Ursache für das erneute Umbiegen der Ja-Kurve bei etwa 9 Volt (Fig. 4, gestrichelte Linie).

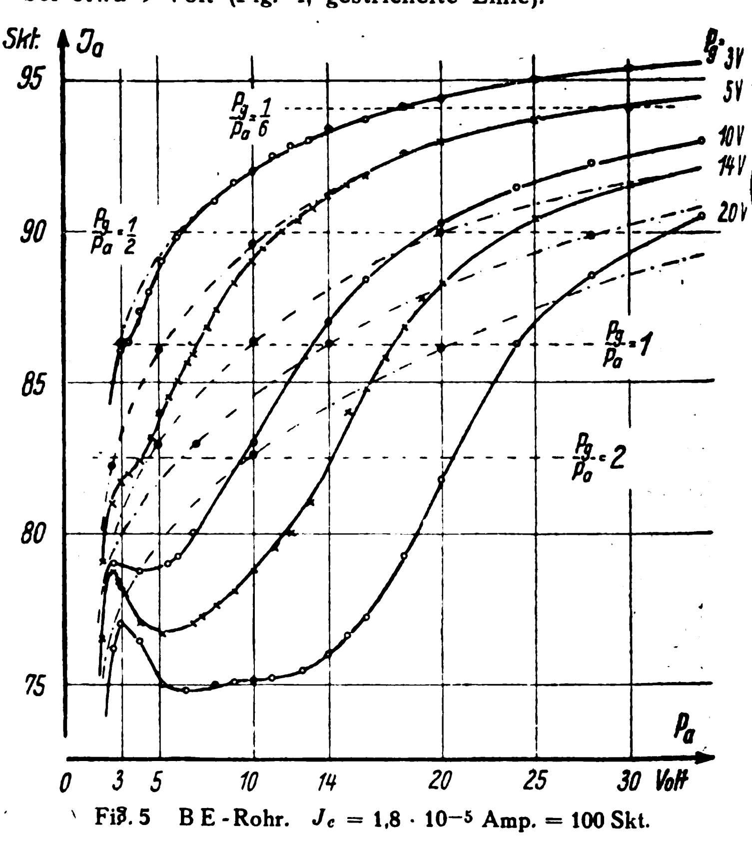


Fig. 5 BE-Rohr. $J_e = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ Amp. = 100 Skt.

In den Kurven bemerkbar machen kann sich die Sekundäremission aber nur so lange, als die Eigengeschwindigkeit der Sekundärelektronen größer ist als die zu überwindende Gitterspannung. Da die Eigengeschwindigkeit hier sicher nicht mehr als 8 Volt [11]) beträgt, so muß also für $Pg = 7$ Volt J_{a1} spätestens bei etwa $Pa = 15$ Volt wieder mit Ja zusammenfallen, eine Forderung, die in der Zeichnung recht gut erfüllt ist.

[11]) Vgl. z. B. Lenard, l. c., Gehrts, l. c.

Betrachten wir jetzt Fig. 5, so sehen wir zunächst, daß im Gegensatz zu der Anschauung Tanks an den Stellen $Pg = Pa$ sich noch eine ziemlich starke Anodensekundärstrahlung ausprägt. Die Schwächung des Anodenstromes erstreckt sich ein ganzes Stück über diese Stellen hinaus. Dem überlagert sich aber nun noch ein zweiter Effekt, das Austreten von Sekundärelektronen aus dem Gitter. Diese Erscheinung ist schon bei $Pg = 10$ Volt deutlich wahrnehmbar. Die „Anregungsspannung" liegt also für das Gittermaterial des BE-Rohres (Tantal) etwas unterhalb 10 Volt. Der Wert für die aus dem gleichen Material bestehende Anode des AEG-Rohres war 9 Volt. Die Übereinstimmung ist also sehr gut. Zum Vergleich sei erwähnt, daß J. Stark[12]) die Anregungsspannung für Nickel bei 9,6 Volt gefunden hat.

Betreffs der Konstruktion des Primäranodenstromes sei endlich noch darauf hingewiesen, daß sowohl in Fig. 4 als auch in Fig. 5 die Anwendung des Tankschen Satzes zu sehr befriedigenden Resultaten führt.

Die folgende Tabelle enthält einige der aus diesen Figuren abgegriffenen Werte.

Pg/Pa	AEG-Rohr		BE-Rohr	
	J_{aI}	a	J_{aI}	a
	Skt	%	Skt	%
10	70.5	29.5	74	26
5	74	26	78,75	21
2	78.5	21,5	82,5	17,5
1	82	18	86	14
$^1/_3$	85,5	14,5	90	10
$^1/_6$	89,5	10,5	94	6
$^1/_{10}$			95,5	4,5

Die Größe a bedeutet die „Abschirmung" des Gitters, d. h. sie gibt an, wieviel Prozent der gesamten Primäremission beim Durchqueren des Gitters von diesem aufgefangen werden.

§ 7. Trennung von Primär- und Sekundärelektronen durch Magnetfelder.

Auf Grund der in den vorigen Abschnitten berichteten Ergebnisse wäre es bereits möglich gewesen, die primären Anodenströme in Fig. 8, die die bei den eigentlichen Messungen erhaltenen Kurven wiedergibt, einzutragen. Um ganz sicher zu gehen, sollte jedoch auch noch eine weitere Kontrollmöglichkeit nicht ungenutzt bleiben. Es lassen sich nämlich die sekundären Anodenstromelektronen wegen ihrer viel geringeren Geschwindigkeit von den primären mit Hilfe eines magnetischen Feldes trennen.

L. Greinacher[13]) hat als erster für Röhren ohne Gitter die Ablenkung berechnet, die die Elektronen durch ein koachsiales Magnetfeld H erfahren. Er fand für den vom Heizdraht zur Anode gezogenen Radiusvektor r, wenn V die Potentialdifferenz und $\frac{\varepsilon}{\mu}$ die spezifische Elektronenladung ist,

$$r = \frac{1}{H} \sqrt{8 \cdot \frac{\mu}{\varepsilon} V}.$$

Wählt man r gleich dem Anodenhalbmesser R und löst nach H auf, so erkennt man, daß es ein „kritisches Magnetfeld"

$$H = \frac{1}{R} \sqrt{8 \frac{\mu}{\varepsilon} V} = \frac{6{,}72}{R} \sqrt{V}$$

gibt, unterhalb dessen alle, oberhalb dessen keine Elektronen an die Anode gelangen können. Eine experimentelle Bestätigung bildet das Hullsche „Magnetron"[14]). Betrachten wir jetzt eine Röhre mit Gitter, so sehen wir sofort, daß es ebenso wie für die vom Heizdraht fortgesandten Primärelektronen auch für die am Gitter ausgelösten Sekundärelektronen ein magnetisches Grenzfeld geben muß, das sie an der Erreichung des Anodenzylinders hindert; und auch den Anoden-Sekundärelektronen wird eine ganz bestimmte kritische Feldstärke das Anfliegen ans Gitter verwehren. Es sollte also möglich sein, durch geeignete Magnetfelder die Anoden- bzw. Gittersekundärelektronen alle wieder zu ihrer Ausgangselektrode zurückzutreiben und so z. B. den Primäranodenstrom in seinem ganzen Verlauf experimentell aufzunehmen. Hier ist aber eins zu bedenken. Bei den von der Technik benutzten normalen Röhren ist die zur genauen Gültigkeit der obigen Beziehungen erforderliche vollkommene Zylindersymmetrie von Glühdraht und Anode keineswegs verwirklicht. Infolgedessen sind die Grenzen sehr verwaschen, und man gelangt nur dann zu einer einwandfreien Trennung, wenn die Geschwindigkeiten sehr stark verschieden sind, d. h. dann, wenn die Differenzspannung zwischen Gitter und Anode sehr klein ist, so daß die Sekundärelektronen nur wenig beschleunigt werden.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes wurde eine große Spule mit 650 Windungen dicken Kupferdrahtes benutzt. Die — der Magnetisierungsstromstärke Jm proportionale — Feldstärke wurde aus den Spulendimensionen berechnet. Für die Mitte der Spule bzw. des Anodenzylinders ergab sich der Wert 27,8 Gauß je 1 Amp. An den Endflächen des Anodenzylinders war das Feld beim AEG-Rohr um 4 %, beim BE-Rohr infolge der geringeren Zylinderlänge nur um 2 % schwächer. Eine kleine Inhomogenität trat also auf, jedoch waren die — nicht vermeidbaren — Störungen infolge Unsymmetrie der Röhren so wie so viel größer. Im Mittel wurde die Feldstärke zu 27,5 Gauß je 1 Amp. angesetzt.

§ 8. Wirkungsweise des Magnetfeldes.

In Fig. 6 und 7 ist der Anodenstrom Ja über der Stromstärke in der Spule Jm aufgetragen. Betrachten wir zuerst in Fig. 6 die ausgezogene Kurve, die bei möglichst symmetrischer Aufstellung der Röhre im Innern der Spule erhalten wurde, so sehen wir bei der Feldstärke 0 eine starke Emission von Anodensekundärelektronen ausgeprägt. Bis $Jm = 1$ Amp. wächst diese zunächst überraschenderweise noch weiter an, worauf unten noch näher einzugehen sein wird. Von 1,3 Amp. an jedoch überwiegt ein zweiter, weit stärkerer Effekt: das Magnetfeld verhindert allmählich immer mehr Anodensekundärelektronen ans Gitter zu gelangen, bis endlich bei 4,5 Amp. alle wieder zur Anode zurückgetrieben werden. Nunmehr verläuft die Kurve ganz geradlinig. Ja hat die volle Höhe des Primärstromes J_{aI} (strichpunktiert) erreicht. Dies dauert so lange, bis die Feldstärke groß genug geworden ist, um auch die schnellen Primärelektronen so kräftig zu beeinflussen, daß mehr und mehr von ihnen die Anode nicht mehr erreichen können.

Fig. 6 zeigt ferner in a den Einfluß einer Parallelverschiebung der Röhre (bis hart an den inneren Spulenrand) in b, c, d den einer mehr oder minder starken Neigung gegen die Spulenachse.

Wesentlich ungünstiger liegen die Verhältnisse infolge der schlechteren Symmetrie beim AEG-Rohr. Man sieht

[12]) cit. nach Lenard, a. a. O.

[13]) L. Greinacher, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **14**, 236, 1912 und Ztschr. f. Phys. **11**, 239, 1922.

[14]) A. W. Hull, Phys. Rev. 539, April 1921; ausführliches Referat, Jahrb. d. drahtl. Tel. **20**, 209. 1920.

aus Fig. 7, daß schon bei gar nicht sehr großer Differenzspannung Gitter-Anode die Beeinflussung der Primärelektronen bereits einsetzt, wenn sich die der sekundären noch gar nicht voll ausgewirkt hat. Erst bei einem Spannungsunterschied von nur etwa ± 5 % gelangt man hier zu einer deutlichen Trennung beider Effekte, was sich wieder durch horizontalen Verlauf der Kurven kenntlich macht.

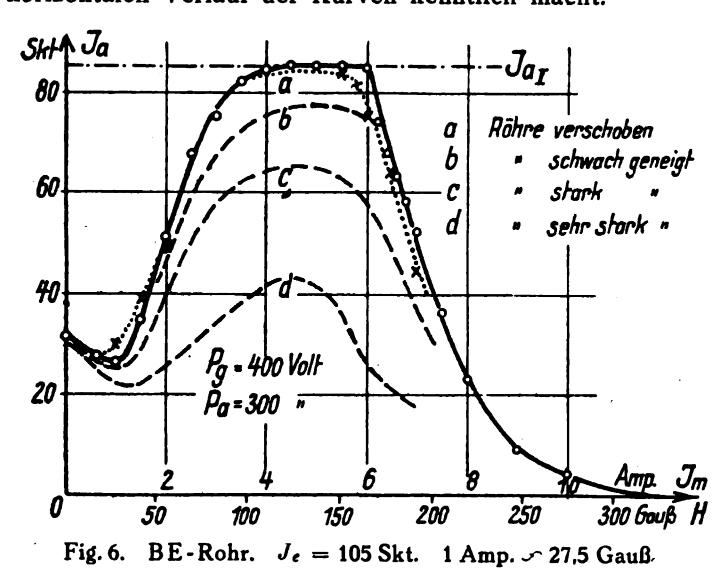


Fig. 6. BE-Rohr. J_e = 105 Skt. 1 Amp. ∽ 27,5 Gauß.

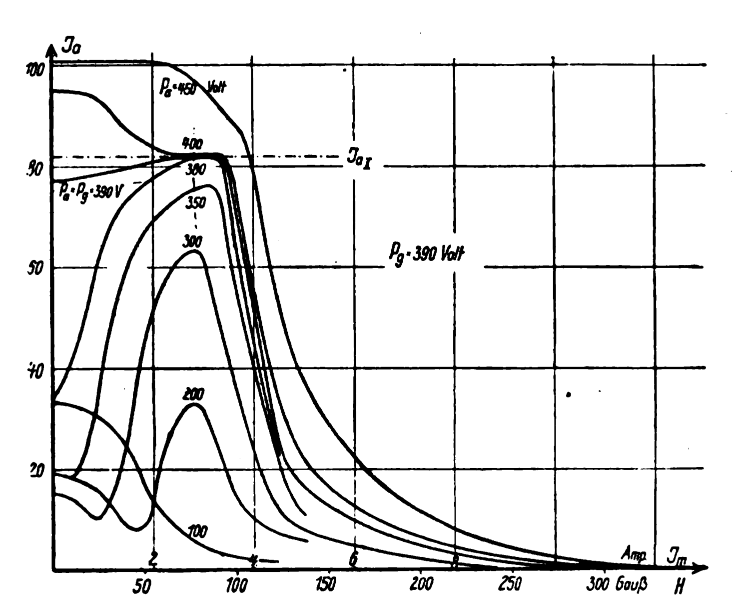


Fig. 7. AEG-Rohr. J_e = 100 Skt. 1 Amp. ∾ 27,3 Gauß.

Zu unserem Ziele, der experimentellen Ermittlung des Primäranodenstromes, führt das Verfahren also leider nur in einem ziemlich eng begrenzten Gebiet um $Pg = Pa$. Daß die dort erhaltenen Resultate aber wirklich einwandfrei sind, zeigt die sehr gute Übereinstimmung, die sich bei Ablenkung der Anodensekundärelektronen einerseits, der Gittersekundärelektronen andererseits aus Fig. 7 ergibt.

In der eben beschriebenen Weise wurde der Primäranodenstrom an den Stellen $Pg = Pa$ für alle Spannungen bis hinauf zu 3500 Volt gemessen, und zwar für das AEG-Rohr zu 82, für das BE-Rohr zu 86 Skalenteilen (bei Je = 100 Skt.). Die Abweichungen von diesen Werten waren nirgends größer als 1 %. Vergleicht man dies mit den aus den Kurven von Fig. 4 und 5 entnommenen Beträgen, so findet man eine ganz ausgezeichnete Übereinstimmung.

Fig. 8. AEG-Rohr. J_e = 100 Skt.

§ 9. Abhängigkeit der Sekundäremission vom Auftreffwinkel der Primärelektronen.

Nachdem nunmehr sichere Grundlagen für die ferneren Untersuchungen gewonnen sind, wollen wir uns der Verfolgung der Kurven Ja über Pa über das Anfangsgebiet hinaus zuwenden. Es sollen sich die Betrachtungen zunächst an die Messungen beim AEG-Rohr (Fig. 8) anschließen. Erst zum Schluß möge dann erörtert werden, inwiefern und weshalb eventuell das BE-Rohr Abweichungen aufweist.

Wir haben schon gesehen, daß von $Pa = 9$ Volt an die Ja-Kurve sich stark von der J_{aI}-Kurve entfernt. Wir deuteten dies damit, daß von der Anode Sekundärelektronen ausgehen, die den Anodenstrom schwächen. Betrachten wir jetzt z. B. die Kurve, die bei der Gitterspannung $Pg = 825$ Volt aufgenommen ist, so bemerken wir, daß diese bei $Pa = 265$ Volt durch die Nullinie hindurchgeht. An dieser Stelle werden also ebenso viel Sekundärelektronen von der Anode emittiert, als Primärelektronen auftreffen. Wir wollen nun das Verhältnis:

$$\frac{J_{aI} - J_a}{J_{aI}} = \frac{J_{aII}}{J_{aI}}$$

mit σ_a bezeichnen und „Sekundärstrahlung" nennen. Dann ist also bei $Pa = 265$ Volt die Anodensekundärstrahlung $\sigma_a = 1$. Dies gilt jedoch nur für $Pg = 825$ Volt. Für niedrigere Gitterspannungen ist, wie schon ein Blick auf Fig. 8 zeigt, die Sekundärstrahlung kleiner, für höhere Gitterspannungen ist sie größer. Die genauen Werte von σ_a sind, mit Pg als Parameter, über der Anodenspannung in Abb. 9 aufgetragen. Auch hier ergibt sich deutlich eine Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von der Gitterspannung. Wie ist das zu erklären?

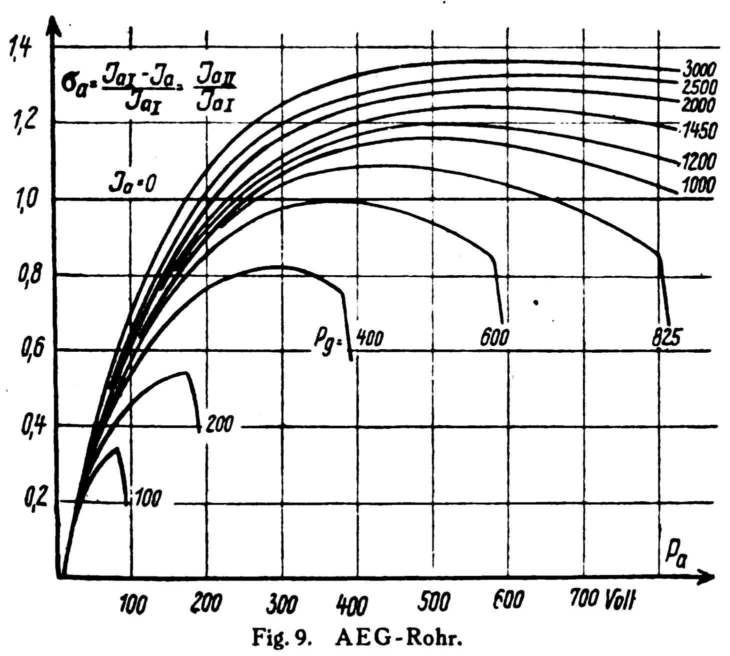


Fig. 9. AEG-Rohr.
Anodensekundärstrahlung mit P_g als Parameter.

In den Fig. 6 und 7 war uns schon aufgefallen, daß (bei großer Spannungsdifferenz zwischen Gitter und Anode) die Sekundärstrahlung anfangs mit der magnetischen Feldstärke steigt. Um den Grund hierfür zu erkennen, vergegenwärtigen wir uns, daß infolge der sich stetig verstärkenden, ablenkenden Wirkung des magnetischen Feldes zunächst die Primärelektronen immer schiefer und schiefer auf die Anode auftreffen müssen. Nun hat schon Lenard gelegentlich der Diskussion des Optimums der Sekundärstrahlung dessen Auftreten damit erklärt, daß von einer bestimmten Geschwindigkeit an die Primärelektronen sich zu kurze Zeit in den äußeren Schichten aufhalten, um dort Elektronen abtrennen zu können, während die dann in tieferen Schichten freigemachten Sekundärelektronen zum Teil nicht wieder bis an die Oberfläche bzw. aus ihr herauszudringen vermögen. Wenden wir jetzt diese Überlegung auf unseren Fall an, so sehen wir umgekehrt, daß die Möglichkeit des Verlassens der Oberfläche für ein Sekundärelektron um so günstiger liegt, je mehr streifend das auslösende Primärelektron eingetreten ist. Die Sekundäremission steigt also mit wachsendem Einfallwinkel der Primärstrahlung [15].

Die eben behandelte Erscheinung des anfänglichen Anwachsens der Sekundärstrahlung bei wachsender Feldstärke tritt übrigens mit kleiner werdender Differenzspannung Gitter-Anode deshalb immer mehr zurück, weil dann die Sekundärelektronen immer weniger beschleunigt werden, so daß immer kleinere Magnetfelder ausreichen, um sie zur Anode zurückzutreiben.

Ebenso wie durch ein magnetisches Feld, können Elektronen aber auch durch ein elektrisches abgelenkt werden. Auf unsere Verhältnisse angewendet: die durchs Gitter fliegenden Elektronen erleiden infolge der Anziehung der positiv geladenen Gitterdrähte eine Richtungsänderung, die bei konstanter Anodenspannung um so größer sein wird, je höher die Gitterspannung ist. Der Auftreffwinkel auf die Anode wird also immer größer, und damit steigt auch σ_a.

§ 10. Optimum der Sekundärstrahlung.

Nach Fig. 9 scheint sich mit steigender Gitterspannung das Maximum von σ_a immer mehr nach höheren Anodenspannungen zu verschieben. Dabei ist aber nun zu beachten, daß in Fig. 9 die Gitterspannung als Parameter diente,

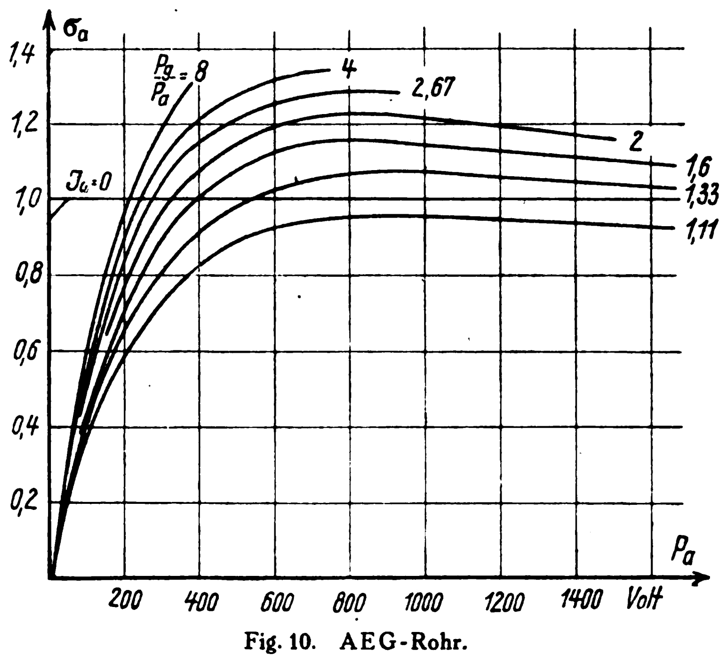


Fig. 10. AEG-Rohr.
Anodensekundärstrahlung mit P_g/P_a als Parameter.

daß aber nun deren Konstanz keineswegs gleichbedeutend ist mit konstantem Auftreffwinkel der Primärelektronen auf die Anode. Denn die Bahnen der letzteren und damit ihr Einfallswinkel, hängen ja nur ab von dem Spannungsverhältnis Pg/Pa.

[15]) Vgl. die Untersuchungen von Baltruschat u. Starke, l. c.

Will man also Kurven konstanten Auftreffwinkels haben, so muß man letzteres als Parameter benutzen (Fig. 10). Zur untersten Kurve gehört das kleinste Pg/Pa, also der kleinste (steilste) Einfallswinkel, zur obersten das größte Pg/Pa, also der größte (flachste) Winkel.

Man sieht, daß der Absolutwert von σ_a umso höher ist, je flacher die Primärelektronen auftreffen. Man sieht aber ferner, daß die Maxima aller Kurven ungefähr über der gleichen Anodenspannung von etwa 800 Volt liegen. Das Optimum der Anodensekundärstrahlung scheint also der Lage nach ganz unabhängig zu sein vom Auftreffwinkel. Dieses Resultat steht allerdings im Gegensatz zu den Beobachtungsergebnissen von Baltruschat und Starke, die bei wachsendem Einfallwinkel eine Verschiebung des Maximums nach höheren Primärspannungen zu gefunden haben. Worin dieser Gegensatz begründet ist, konnte bisher nicht festgestellt werden.

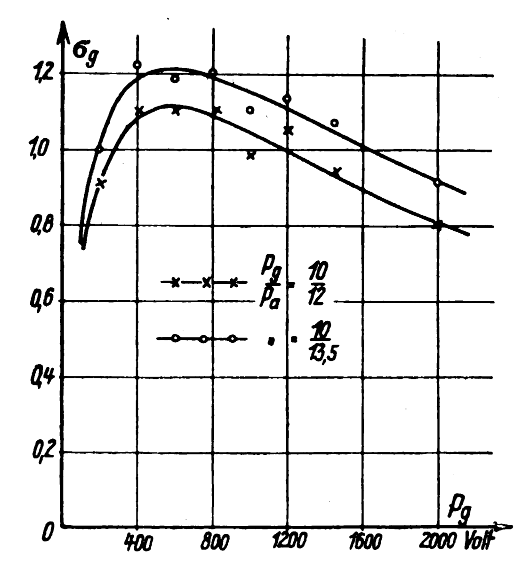


Fig. 11. AEG-Rohr. Gittersekundärstrahlung.

Die für die Betrachtung der Gittersekundärstrahlung geltenden Überlegungen sind im allgemeinen ganz analog den im vorstehenden angestellten. In Fig. 11 ist für zwei konstante Auftreffwinkel σ_g über Pg aufgetragen. Das Maximum liegt hier bei etwa 600 Volt Primärspannung. Die starke Streuung der Beobachtungspunkte liegt daran, daß ein Fehler von nur 1% bei der Messung von J_a oder J_{a1} einen solchen von 6—8% bei der Berechnung von σ_g hervorrufen mußte.

§ 11. Rückdiffusion.

Zur Lage des Maximums der Anodensekundärstrahlung muß noch bemerkt werden, daß es in Wirklichkeit wahrscheinlich bei etwas niedrigerer Anodenspannung als 800 Volt zu suchen ist. Diese Vermutung wird durch folgende Betrachtung nahegelegt.

In Fig. 12 ist für mehrere konstante Primärgeschwindigkeiten die Anodensekundärstrahlung über der Gitterspannung, die also dann allein maßgebend ist für den Einfallwinkel [16]), aufgetragen. Man sieht, daß σ_a zuerst rasch, dann langsamer steigt, um dann aber wieder stärker zu wachsen. Für die letztere Erscheinung gibt es zwei Deutungsmöglichkeiten.

Man kann erstens annehmen, daß die reine Sekundäremission von einem bestimmten Einfallwinkel an sich von neuem verstärkt. Jedoch ist dieser Erklärungsversuch ziemlich gezwungen. Es ist vor allen Dingen kein physikalischer Grund für ein so merkwürdiges Verhalten einzusehen.

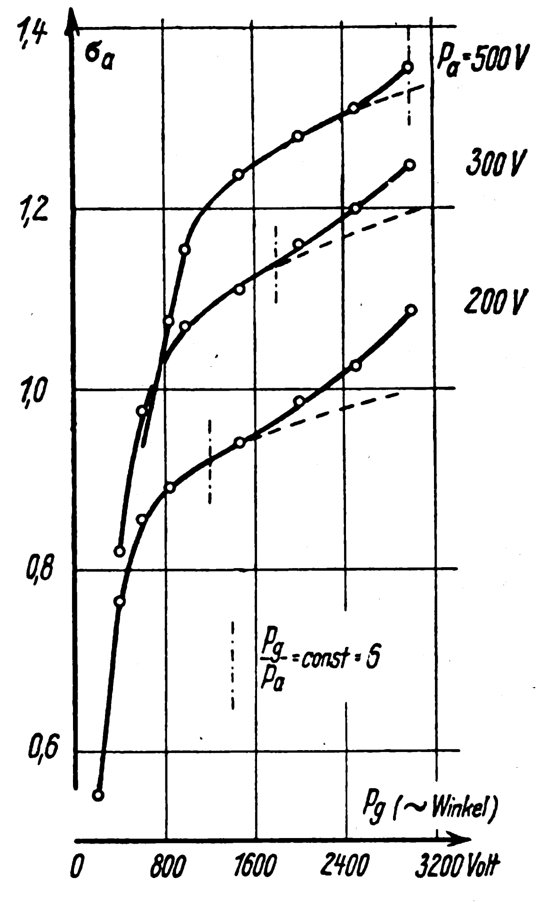


Fig. 12. AEG-Rohr. Rückdiffusion.

Die andere Möglichkeit ist die, einen zweiten, von der reinen Sekundärstrahlung verschiedenen Effekt als Ursache anzunehmen, der sich der ersteren überlagert. Dieser kann gefunden werden in der sogenannten Rückdiffusion von Primärelektronen. Mit diesem Namen bezeichnet Lenard (l. c.) die Erscheinung, daß unter Umständen eine Reihe aufeinander folgender Atomdurchquerungen eine so große Gesamtwendung der Bahnrichtung ergibt, daß das betreffende Primärelektron rückwärts aus der Oberfläche wieder austritt. Der grundlegende Unterschied gegenüber der in § 5 behandelten echten Reflexion ist also der, daß dort das Primärelektron von einem Atom abgelenkt wird, während bei der Rückdiffusion die Gesamtablenkung sich aus vielen einzelnen durch Atomdurchquerungen entstandenen zusammensetzt. Bei jeder solchen Durchquerung erleidet nun das Elektron einen ziemlich starken Geschwindigkeitsverlust. Daraus erklärt sich die Tatsache, daß bisher Rückdiffusion nur bei viel höheren als den von uns benutzten Geschwindigkeiten beobachtet wurde. Jedoch beziehen sich alle Arbeiten auf senkrechte Inzidenz der Primärstrahlung, mit einer oben schon erwähnten Ausnahme, den Untersuchungen von Frl. Baltruschat. Diese erwähnt aber die Möglichkeit einer Beeinflussung ihrer Messungen durch Rückdiffusion nicht.

[16]) Dabei ist natürlich zu beachten, erstens, daß die Funktion $f\,(Pg/Pa)$, nach der der Winkel von den Spannungsverhältnissen abhängt, unbekannt ist, und daß zweitens zu einem bestimmten Pg bei den verschiedenen Kurven jedesmal ein anderer Winkel gehört. Es mag auch darauf hingewiesen werden, daß es sich natürlich immer nur um Mittelwerte aus vielen, ziemlich verschiedenen Winkeln handelt. Zu Punkt 1 vgl. auch Anm. 17.

Es ist jedoch physikalisch durchaus einleuchtend, daß ebenso wie die Sekundärstrahlung auch die Rückdiffusion um so stärker ist, je flacher die Primärelektronen auftreffen (s. o. § 9). Während aber die Anregungsspannung (Grenzgeschwindigkeit) der Sekundäremission natürlich unabhängig vom Auftreffwinkel ist, wird die Rückdiffusion um so eher einsetzen, je flacher der Winkel ist.

Wann in unserem Falle die Überlagerung beider Effekte beginnt, läßt sich natürlich aus Fig. 11 nicht genau erkennen. Immerhin kann sich der wirkliche Verlauf nicht wesentlich von dem in den gestrichelten Linien angedeuteten unterscheiden.

Untersucht man jetzt für einen konstanten Winkel, d. h. für konstantes Pg/Pa, bei allen drei Kurven die Differenz zwischen ausgezogener und gestrichelter Linie, so erkennt man, daß die Rückdiffusion auch mit wachsendem Pa steigt, und zwar ist dieses Steigen so stark, daß selbst sehr große Änderungen in der Einfügung der gestrichelten Linien es nicht aufheben würden [17]). Auch diese Tatsache führt nach dem oben gesagten physikalisch zu keinem Widerspruch.

Kehren wir nunmehr zurück zu Fig. 10, so sehen wir, daß die Kurven bei höheren Anodenspannungen gar nicht die reine Sekundärstrahlung, sondern eine Überlagerung von letzterer mit rückdiffundierter Primärstrahlung darstellen. Das bedeutet aber, daß das Maximum der reinen Sekundäremission ein wenig weiter links zu suchen ist. Auch der auffällig flache Abfall der rechtsseitigen Kurvenäste läßt sich durch obige Überlegungen recht gut erklären.

12. Vergleich mit früheren Arbeiten.

Es sollen nunmehr die vorliegenden Ergebnisse noch mit den von anderen Autoren mitgeteilten verglichen werden. Es fanden das Optimum der Sekundärstrahlung: Lenard bei 400 bis 500 Volt, Gehrts bei 220 Volt, Frl. Baltruschat bei 80 Volt. Die vorliegenden Messungen ergaben letzteres bei 700 bis 800 Volt (σ_a) und bei 600 Volt (σ_g). Auch die Angaben über die absolute Höhe des Maximums schwanken zwischen $\sigma = 1{,}2$ und 2,0! Zur Erklärung dieser weitgehenden Abweichungen dürfte es angezeigt sein, kurz alle die Umstände zu besprechen, von denen die Sekundärstrahlung abhängen kann.

Da ist zunächst das Material des Reflektors zu nennen. Jedoch haben Herr Gehrts und Frl. Baltruschat innerhalb ihrer Versuchsreihen nur eine ganz geringe derartige Abhängigkeit gefunden, während andererseits die Diskrepanz ihrer Werte für dasselbe Material, wie schon bemerkt, außerordentlich groß ist.

Recht beträchtlich ist dagegen der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit. Jedoch macht die die Emission begünstigende Wirkung einer mehr oder minder guten Politur sich nach Frl. Baltruschat nur bei schiefem Auftreffen der Primärelektronen bemerkbar. Die von ihr und den anderen Autoren angegebenen Zahlen beziehen sich aber auf senkrechte Inzidenz.

Der wahre Grund dürfte in folgendem zu suchen sein: Es ist bereits nachgewiesen worden [18]), daß die primäre Glühelektronenemission aus Metallen in hohem Grade abhängig ist von der Gasbeladung. Das gleiche muß nun aber zweifellos auch von der Sekundärstrahlung gelten. Dies würde also bedeuten, daß es überhaupt gar nicht möglich ist, schlechtweg von einem Optimum der Sekundäremission für irgend ein bestimmtes Metall zu sprechen. Es wäre vielmehr nur angängig, die Lage dieses Optimums als Funktion des Entgasungszustandes des Reflektormaterials zu ermitteln. Ebenso würde natürlich auch die absolute Höhe der Sekundärstrahlung für eine jeweils eingestellte Primärgeschwindigkeit um so kleiner werden, je weiter die Entgasung getrieben wird. Eine eingehende direkte Untersuchung dieser Fragen soll demnächst, sobald äußere Umstände es erlauben, begonnen werden [19]).

§ 13. Geschwindigkeit der Sekundärelektronen.

Wir wenden uns jetzt dem letzten, bisher noch nicht behandelten Teil der Kurven Ja bzw. σ_a über Pa zu, nämlich der nahen Umgebung der Stellen $Pg = Pa$. Fig. 8 und 9 zeigen, daß die Kurven ein Stück unterhalb $Pg = Pa$ eine starke Richtungsänderung aufweisen. Eine analoge

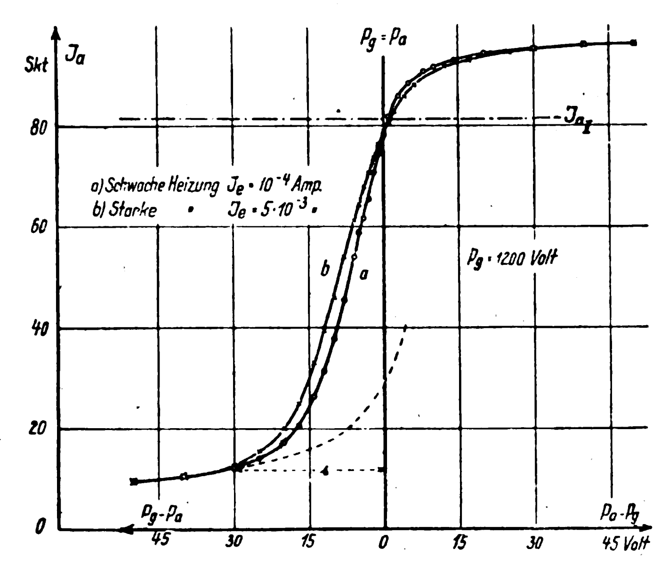


Fig. 13. AEG-Rohr. Raumladungen an der Anode.

Erscheinung tritt ein Stück oberhalb $Pg = Pa$ auf. Aus dieser Tatsache glaubte Frl. Streit (l. c.) Rückschlüsse auf die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen ziehen zu können. Sie setzte den Abstand des unteren Knicks von der Linie $Pg = Pa$ (s in Fig. 13) gleich der maximal auftretenden Sekundärgeschwindigkeit, indem sie sagte, daß dieser Abstand die größte Gegenspannung bedeute, gegen die die Gittersekundärelektronen noch anlaufen könnten. Für die Anodensekundärelektronen verfuhr sie entsprechend.

Dagegen ist folgendes einzuwenden: Erstens ist, wie schon eingangs erwähnt, das fragliche Gebiet Störungen durch Raumladungen unterworfen. Fig. 13 zeigt, daß unterhalb $Pg = Pa$ die bei starker Heizung aufgenommene Kurve (b) höher liegt als die für schwache Heizung (a); d. h. bei starker Heizung gelangen infolge der durch Sekundärelektronen vor der Anode sich bildenden Raumladung weniger von diesen ans Gitter. Der Punkt stärkster Neigungsänderung ändert also seine Lage, und er würde sich, wenn auch nur wenig, noch weiter verschieben, wenn man die Heizung noch weiter herabsetzte, was aber hier wegen der dann merklich störenden Isolationsströme nicht möglich war.

---

[17]) Diese Tatsache ist übrigens auch ein Beweis dafür, daß das erneute Ansteigen nicht etwa in der mathematischen Gestalt der in Anm. 16 erwähnten Funktion f (Pg/Pa) seinen Grund hat. Wäre das nämlich der Fall, so müßte der neue Anstieg immer bei demselben Winkel, also demselben Pg/Pa einsetzen.

[18]) Vgl. z. B. R. Suhrman, Ztschr. f. Phys. 13, 17, 1922.

[19]) Zu einer Bekräftigung der hier vertretenen Anschauung dürften auch die weiter unten mitgeteilten Beobachtungen an verschiedenen BE-Rohren geeignet sein. Vgl. auch die oben zitierte Arbeit von Barber.



Oberhalb $Pg = Pa$ senkt sich Kurve b eine Strecke lang unter a, da infolge der Elektronenwolke vor der Anode zunächst, solange die beschleunigende Differenzspannung noch gering ist, nicht alle Gittersekundärelektronen die Anode erreichen.

Viel wesentlicher ist aber ein anderer Umstand. Wollte man, wie es Frl. Streit getan hat, annehmen, daß bei $Pg = Pa$ Anoden- und Gittersekundärelektronen sich ganz ungehindert austauschen, so müßten die Kurven nicht wie a und b verlaufen, sondern etwa wie die gestrichelte Linie, d. h. es müßte in $Pg = Pa$ die Schwächung des Primärstromes noch gleich $\sigma_a - \sigma_g$ sein. Wie man sieht, ist sie aber viel geringer. Der größte Teil der Anodensekundärelektronen erreicht also das Gitter schon nicht mehr, ehe eine wirkliche Gegenspannung sie daran hinden könnte.

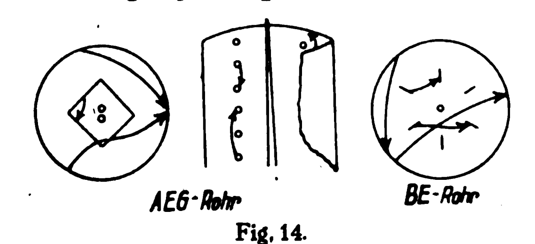


Fig. 14.

Diese zunächst befremdliche Erscheinung erklärt sich, wie Fig. 14 andeuten mag, daraus, daß ein mit kleiner werdender Differenzspannung $Pg = Pa$ steigender Teil der Anodensekundärelektronen teils direkt, teils nach Durchquerung des Gitters wieder zur Anode zurückfliegt. Eine entsprechende Betrachtung gilt für die Gittersekundärelektronen.

Alles in allem ergibt sich jedenfalls, daß eine Bestimmung der Sekundärgeschwindigkeit durch Messungen an gewöhnlichen Elektronenröhren nicht möglich ist.

§ 14. Beobachtungen am BE-Rohr.

Die bei Untersuchung des BE-Rohres Nr. 2278 erhaltenen Ergebnisse gibt Fig. 15 wieder. Die Primäranodenströme liegen alle etwas höher als die entsprechenden beim AEG-Rohr. Die abschirmende Wirkung des Gitters ist also noch etwas geringer als bei diesem.

Die verschiedene Gestalt des Gitters hat ferner zur Folge, daß der mittlere Auftreffwinkel auf die Anode für gleiches Spannungsverhältnis beim BE-Rohr steiler ist als beim AEG-Rohr. Während nämlich bei letzterem die Primärelektronen in durch die Röhrenachse gehenden Ebenen von den Gitterdrähten abgelenkt werden, geschieht dies beim BE-Rohr in zur Achse senkrechten Ebenen (Fig. 16). Beim BE-Rohr wird also die Schiefe des Auftreffwinkels durch die Krümmung des Anodenzylinders zum Teil wieder ausgeglichen.

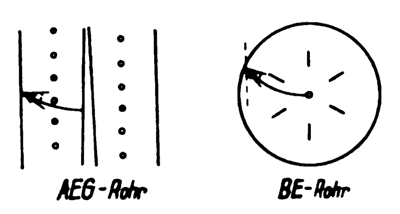


Fig. 16.

Daraus folgt weiterhin, daß z. B. die Punkte $\sigma_a = 1$ nach höheren Werten von Pa hin verschoben sein müssen, was ein Vergleich zwischen Fig. 8 und 15 bestätigt. Ebenso ist natürlich auch für andere Werte von Pa das σ_i des BE-Rohres kleiner als das des AEG-Rohres.

Fig. 15. BE-Rohr. J_a = 100 Skt.

Diese Verringerung von σ_a tritt nun aber noch viel stärker auf bei zwei anderen BE-Rohren (Fig. 17), und zwar sind die Unterschiede zwischen den drei BE-Rohren so groß, daß sie sich unmöglich aus Konstruktionsabweichungen, die

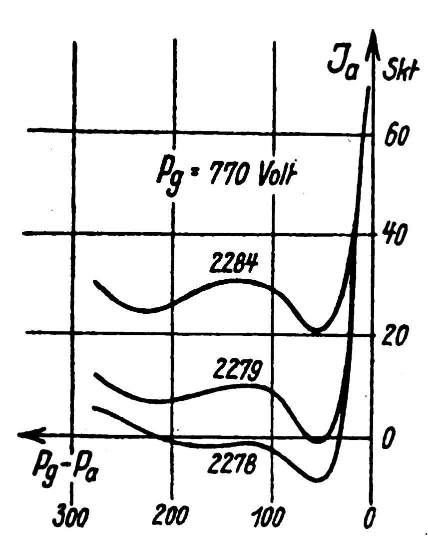


Fig. 17. Drei BE-Rohre.

nach Lage der Dinge ja nur ganz geringfügig sein könnten, erklären lassen. Die Sekundärstrahlung ist beispielsweise bei $Pg = 770$ und $Pa = 650$ Volt für das Rohr:

B E Nr. 2278	$\sigma_a = 1{,}02$
„ 2279	$\sigma_a = 0{,}87$
„ 2284	$\sigma_a = 0{,}62$

Es mußte also eine andere Deutung versucht werden. Nun gibt es außer den geometrischen noch drei Eigenschaften, durch die sich die Rohre unterscheiden könnten. Die erste ist die Höhe des Vakuums. Tatsächlich wurde, allerdings bei einem anderen Rohr, Type R E 16 festgestellt, daß die

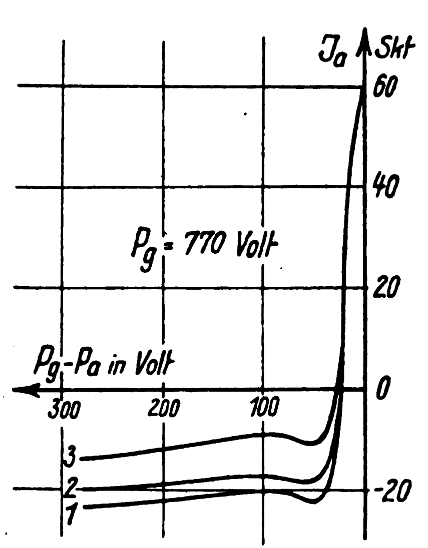


Fig 18. RE-16-Rohr.

gesamte vom Gitter aufgefangene Sekundärstrahlung cet. par. um so geringer wurde, je länger die Röhre in Betrieb war (Fig. 18). Hierbei lagen zwischen der ersten und zweiten Kurve 5 Minuten, zwischen der zweiten und dritten Kurve 35 Minuten Betrieb bei ca. 1 mA Emissionsstromstärke. Eine elektrische Vakuummessung ergab einen Druck von der Größenordnung 10^{-4} mm *Hg*, und ergab weiter, daß durch längeren Betrieb mit nur wenig höherer Emission als bei Aufnahme der Charakteristik das Vakuum immer besser wurde.

Wollte man die so gewonnene Kenntnis auf die Kurven von Fig. 17 anwenden, so müßte man also dem BE-Rohr Nr. 2284 das relativ höchste, allen drei Rohren, zum mindesten aber Nr. 2278 und 2279, ein absolut sehr geringes Vakuum zuschreiben. Dagegen spricht jedoch erstens der Umstand, daß die Kurven auch nach stundenlangem Betrieb der Röhren immer die gleiche Lage hatten, und zweitens eine direkte Vakuummesung, die für alle drei Röhren fast völlig gleichen Druck in der Größenordnung 10^{-8} mm *Hg* ergab.

Zum andern konnten die Anodenbleche von Nr. 2279 und noch mehr von 2278 durch Oxyde verunreinigt sein. V a n d e r P o l [20]) hat nämlich beobachtet, daß dadurch die Sekundäremission erhöht wird. Jedoch ist die Möglichkeit einer so starken Verunreinigung, daß sie die Sekundärstrahlung bei der einen Röhre fast doppelt so groß machte als bei der andern, wohl kaum anzunehmen. Zum mindesten kann ein eventuell vorhandener Oxydbelag nicht allein für die Abweichungen verantwortlich gemacht werden.

Der Hauptgrund dürfte vielmehr analog wie oben darin liegen, daß das Anodenmetall des Rohres Nr. 2284 eine geringere Gasbeladung trägt als jenes der beiden anderen. Ebenso kann natürlich beim Vergleich der BE-Rohre mit dem AEG-Rohr der Einfluß einer verschieden starken Entgasung sich dem oben behandelten des verschiedenen Auftreffwinkels überlagern.

Nachdem wir so für alle Abweichungen, die sich in den Kurven des BE-Rohres zeigen, Deutungen anzugeben vermochten, wenden wir uns dem letzten und wohl augenfälligsten Punkt zu, durch den sich beide Typen unterscheiden. In Fig. 15 springt sofort die Tatsache in die Augen, daß für jeden konstanten Wert von *Pg* die Anodensekundärstrahlung zwei ausgeprägte relative Maxima bei zwei verschiedenen Anodenspannungen hat. Eine genaue Ausmessung ergibt die in folgender Tabelle zusammengestellten Werte:

Pg Volt	1. Maximum bei *Pa* : *Pg* =	2. Maximum bei *Pa* + *Pg* =
3400		0,93
3000		0,93
2600		0,93
2000	0,75	0,93
1600	0,76	0,93
1200	0,75	0,93
1000	0,75	0,93
770	0,75	0,92
400	0,75	0,92

Es treten also diese Maxima bei zwei ganz bestimmten Spannungsverhältnissen auf, und zwar bei $Pa = 0{,}75\ Pg$ und $Pa = 0{,}93\ Pg$.

Konstantes Spannungsverhältnis ist aber gleichbedeutend mit konstantem Auftreffwinkel, d. h. die beiden Maxima erscheinen bei zwei ganz bestimmten Winkeln. Daß wirklich die letzteren hier maßgebend sind, bestätigt ein Blick auf Fig. 19, wo die Einfallswinkel der Primärstrahlung nicht durch Verändern des elektrischen Feldes, sondern durch Anlegen verschieden starker magnetischer variiert wurden. Auch hier treten, natürlich nur solange nicht schon vorher die

[20]) B. van der Pol jr., Physica, Nederlandsch tijdschr. v. Nat. 3, 253, 1923.

völlige Rücktreibung der Sekundärelektronen einsetzt, zwei relative Maxima bei zwei verschiedenen Magnetisierungsstromstärken in Erscheinung [21]).

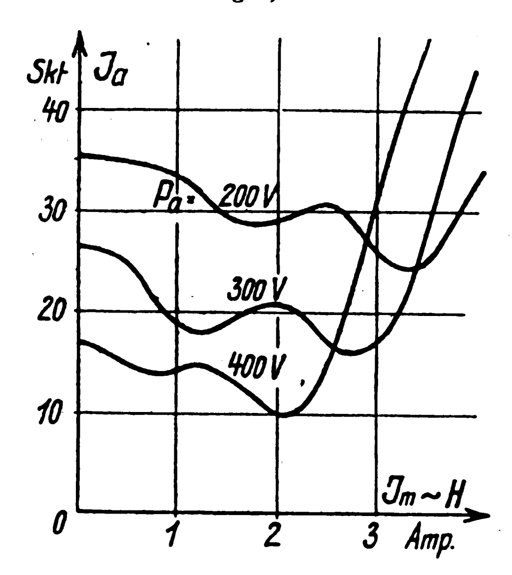


Fig. 19. BE-Rohr. 2278.

Mit Hilfe des Magnetfeldes wurde ferner beobachtet, daß der primäre Anodenstrom in dem kritischen Gebiet ganz normal verlief; allerdings war aus schon früher erwähnten Gründen die Messung nur für das $Pg = Pa$ näherliegende Maximum durchführbar. Zwecks Klärung der Frage nach dem Zustandekommen der beschriebenen Erscheinung wurde noch folgendes festgestellt:

Der Verlauf der Kurven ist unabhängig von der Heizung, d. h. es scheiden Raumladungen als Ursache aus.

Der Verlauf ist unabhängig davon, ob Gitter, Anode oder Glühdraht geerdet sind, d. h. es treten keine Schwingungen auf. Eine zur Sicherheit noch angestellte direkte Untersuchung mit Detektor und hochempfindlichem Galvanometer brachte ebenfalls ein negatives Ergebnis.

Der Verlauf ist unabhängig vom Anodenmaterial. Fig. 20 zeigt eine Kurve, die an einer Röhre beobachtet wurde, die sich vom BE-Rohr nur dadurch unterschied, daß ihr Anodendurchmesser etwas kleiner war und die Anode selbst statt aus Tantal aus Eisen bestand.

Daß eine Abhängigkeit vom Druck nicht nachweisbar ist, wurde schon oben erwähnt.

Bei anderen Rohrtypen, deren Konstruktion von der des BE-Rohres abweicht, tritt der Effekt nicht (AEG-Rohr, Fig. 8, und EVN-Rohr, Fig. 20) oder nur ganz andeutungsweise auf. (Beim RE-16-Rohr, Fig. 18, z. B. nur das eine der beiden Maxima, und auch das nur schwach.)

Eine wirkliche Erklärung liefern alle diese Beobachtungen jedoch nicht. Fest steht nur, daß der Effekt zweifellos vom Auftreffwinkel abhängt. Entweder muß man also sagen, daß bei kontinuierlicher Verflachung des Winkels die Sekundäremission erst steigt, dann — oberhalb $Pa = 0{,}75\ Pg$ — wieder fällt, um dann nochmals zu steigen. Dieser Anschauung steht aber die fast ausschließliche Abhängigkeit des Effektes von der Konstruktion des Gitters gegenüber. Es wäre ja nicht einzusehen, warum der Effekt beim AEG-Rohr oder beim EVN-Rohr nicht auftreten sollte.

[21]) Daß die Maxima bei kleinem Pa/Pg erst bei höherem J_m auftreten, nicht umgekehrt, wie eigentlich zu erwarten wäre, dürfte daran liegen, daß die elektrische Ablenkung nach beiden Seiten wirkt, die nur einseitig wirkende magnetische Ablenkung somit die elektrische nur zum Teil verstärkt, zum andern Teil dagegen schwächt.

Andererseits kann man annehmen, daß infolge irgendwelcher, bei den betreffenden Spannungsverhältnissen auftretenden und in der Röhrenkonstruktion begründeten Felddeformationen der Winkel sich nicht kontinuierlich verflacht, sondern oberhalb $Pa = 0{,}75\ Pg$ wieder etwas steiler wird, um sich erst kurz vor $Pa = 0{,}93\ Pg$ wieder zu verflachen. Dabei bereitet aber die Tatsache Schwierigkeiten, daß der Effekt auch bei der doch sicher kontinuierlichen Verflachung des Winkels mit Hilfe des Magnetfeldes erscheint (Fig. 19).

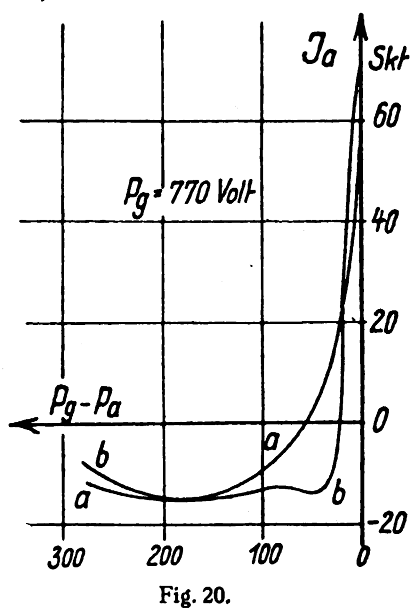


Fig. 20.
a) EVN-Rohr.
b) BE-Rohr mit Fe-Anode.

Eine endgültige Erklärung des merkwürdigen Verhaltens des BE-Rohres kann also vorerst nicht angegeben werden.

Zusammenfassung.

1. Es wurde der Einfluß von Raumladungen untersucht, soweit dies zur Beurteilung der eigentlichen Messungen notwendig erschien.

2. Es wurde für die Charakteristiken Ja über Pa der Verlauf der primären Anodenströme J_{a1} experimentell aufgenommen. Hierzu wurden Kurven bei so niedrigen Spannungen beobachtet, daß Sekundäreinflüsse nur eine ganz geringe Rolle spielen konnten. Dann wurde experimentell nachgeprüft, daß sich die so gefundenen Werte auf höhere Spannungen übertragen lassen nach der Beziehung, daß für konstante Primärgesamtemission Je und konstantes Spannungsverhältnis Pg/Pa auch J_{a1} konstant ist. Kontrolle mittels direkter Trennung von Primär- und Sekundärelektronen durch Magnetfelder führte zu völliger Übereinstimmung.

Hierdurch ergibt sich zugleich, wieviel Prozent der gesamten Primäremission beim Durchqueren des Gitters von diesem aufgefangen werden. Auch diese „Abschirmung" a ist natürlich nur abhängig von Pg/Pa.

3. Es wurde das Auftreten von „echter Reflexion" beobachtet. Diese setzt etwa bei 3 Volt merklich ein, zeigt ein Maximum bei etwa 6 Volt und fällt gegen 9 Volt hin rasch ab.

4. Es wurde die Anregungsspannung der Sekundärstrahlung für Tantal zu etwa 9 Volt festgestellt. Dabei ergab sich Übereinstimmung des für die Anode des AEG-Rohres gefundenen Wertes mit dem für das Gitter des BE-Rohres ermittelten.



5. Es wurde die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung vom Auftreffwinkel gezeigt. Die Winkel wurden dabei durch Verändern des elektrischen Feldes oder durch Überlagern eines verschieden starken magnetischen eingestellt.

6. Es wurde von einem bestimmten Winkel an ein erneutes Ansteigen der gemessenen Sekundärstrahlung beobachtet. Der Grund dafür wird in dort einsetzender „Rückdiffusion" von Primärelektronen gesucht. Letztere steigt bei konstantem Winkel mit wachsender Primärgeschwindigkeit.

7. Das Optimum der Anodensekundärstrahlung des AEG-Rohres wurde unterhalb 800 Volt, das der Gittersekundärstrahlung bei etwa 600 Volt Primärgeschwindigkeit gefunden. Die Lage der Maxima war unabhängig vom Auftreffwinkel der Primärstrahlung. Es wird wahrscheinlich gemacht, daß die Sekundärstrahlung und damit die Lage ihres Optimums von der Gasbeladung des untersuchten Metalles abhängig ist.

8. Es wurde die Unmöglichkeit nachgewiesen, aus Messungen an gewöhnlichen Elektronenröhren die Geschwindigkeit der Sekundärelektronen zu bestimmen.

9. Es wurden die Abweichungen, die ein Vergleich der Beobachtungsergebnisse des BE-Rohres gegenüber denen des AEG-Rohres zeigte, untersucht und zu erklären versucht.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden ausgeführt im Institut für Schwachstromtechnik an der Technischen Hochschule Dresden.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor H. Barkhausen, möchte ich auch an dieser Stelle herzlich danken für seine dauernde rege Anteilnahme und freundliche Unterstützung.

Über die Verwendung des Saitengalvanometers für Wechselstrommessungen.

Von P. Selényi.

1. In einer kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit[1]) hat Herr C. Kuhlmann das Verhalten eines als Vibrationsgalvanometer verwendeten Saitengalvanometers eingehend untersucht und dabei gefunden:

a) Bei Gleichstrommessung wächst der Ausschlag nicht proportional, sondern schneller als die Stromstärke[2]).

b) Die Resonanzkurve des Fadens ist stark unsymmetrisch; unterhalb der Eigenfrequenz fällt die Kurve viel zu langsam, oberhalb derselben viel zu schnell ab (Fig. 20, S. 49).

c) Wird der Faden bei kleiner Amplitude auf Resonanz eingestellt, so wächst die Amplitude — bei konstant gehaltener Frequenz — nicht porportional mit der Stromstärke, sondern viel langsamer an. — Stellt man aber bei jeder Stromstärke die Fadenspannung nach, bis die maximale Amplitude erreicht wird, so sind diese Amplituden proportional mit der Stromstärke (S. 50, Fig. 24 und 26).

Dieses sonderbare Verhalten glaubt Herr Kuhlmann auf die Temperaturänderung des Fadens infolge der Stromwärme zurückführen zu können, und seine Ausführungen scheinen tatsächlich beim ersten Anblick überzeugend zu sein: Wird der Faden erwärmt, so dehnt er sich aus, wird entspannt und seine Stromempfindlichkeit nimmt zu (s. Punkt a), seine Eigenfrequenz nimmt ab. — Andererseits ist bei konstanter Stromstärke die Kühlung, also die Temperatur des Fadens, abhängig von seiner Schwingungsamplitude — also von der Frequenz — und aus dem Zusammenwirken dieser Umstände lassen sich die Eigenschaften b) und c) qualitativ gut erklären.

Bei näherer Betrachtung schien es mir aber doch sehr unwahrscheinlich, daß die Temperaturempfindlichkeit des Fadens solch' große Abweichungen von dem zu erwartenden Verhalten verursachen sollte. Und dieses Bedenken ist wirklich berechtigt, denn — wie ich im folgenden zeigen werde — haben diese „Anomalien" mit der Erwärmung der Saite nichts zu tun, und die Eigenschaften a), b) und c) entsprechen vollkommen dem normalen Verhalten einer ausgespannten Saite.

2. Zuerst ist eine Proportionalität zwischen Stromstärke und Ausschlag bei dem Saitengalvanometer nicht zu erwarten — und auch nicht vorhanden. Wenn man die gleichmäßige Kraftverteilung durch eine, die Saitenmitte ergreifenden Kraft P ersetzt — was jedenfalls als erste Annäherung erlaubt ist —, so lautet der Zusammenhang zwischen der Kraft P und die Ausbiegung h des geknickten, ausgespannten Drahtes (s. z. B. Kohlrausch, Praktische Physik, 11. Aufl., S. 218),

$$P = h\left\{\frac{2S_0}{l} + \frac{h^2 q}{l^3} E\right\}. \tag{1}$$

Hier bedeuten:

l = Länge des Drahtes
q = Querschnitt des Drahtes
E = Elastizitätsmodul des Drahtes
S_0 = Anfangsspannung des Drahtes.

Schreibt man (1) in der Form

$$P = a h + b h^3, \tag{2}$$

so folgt weiteres

$$h = \frac{P}{a} - \frac{b}{a} h^3 \tag{3}$$

und wenn man im zweiten Glied den Näherungswert $h = \frac{P}{a}$ einsetzt, so erhält man

$$h = \frac{P}{a} - \frac{b P^3}{a^4} \tag{4}$$

als expliciter Ausdruck für die Durchbiegung. Wie ersichtlich, ist diese nicht proportional mit der Kraft, also mit der Stromstärke, sondern wächst langsamer an, und zwar nimmt die Abweichung — das zweite Glied —

[1]) Herstellung und quantitative Messung modulierter Wellen sowie der Empfang derselben mit einem Schwingungskreis. Jahrb. der drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. 25, S. 43, 1925.

[2]) Allerdings geht diese Feststellung weder aus dem Text, wonach . . . . „mit wachsendem Strom der Spannungskoeffizient (?) des Fadens geringer wird" . . . ., noch aus der sich darauf beziehenden Fig. 17 (S. 48) ganz klar hervor. Es ist die Abweichung des gezeichneten Linienstückes von einer Hyperbel entsprechend, der im Falle proportionaler Ablenkung bestehender Beziehung

$$\text{Stromstärke} \times \frac{1}{\text{Ablenkung}} = \text{konstant}$$

gar nicht auffällig.

sehr rapid mit der Abnahme von a, d. h. mit der Abnhame der Anfangsspannung zu. Bei stark gespannter Saite ist also Proportionalität zwischen Stromstärke und Ausschlag zu erwarten; bei schwach gespannter Saite soll dagegen der Ausschlag viel langsamer anwachsen wie die Stromstärke. Zur experimentellen Kontrolle wurde an einem Edelmannschen kleinen Permanentmagnet-Saitengalvanometer der Zusammenhang zwischen Stromstärke und Ausschlag für einen versilberten Quarzfaden von 1900 Ω Widerstand bestimmt. Die erhaltenen Werte sind auf Fig. 1 graphisch dargestellt;

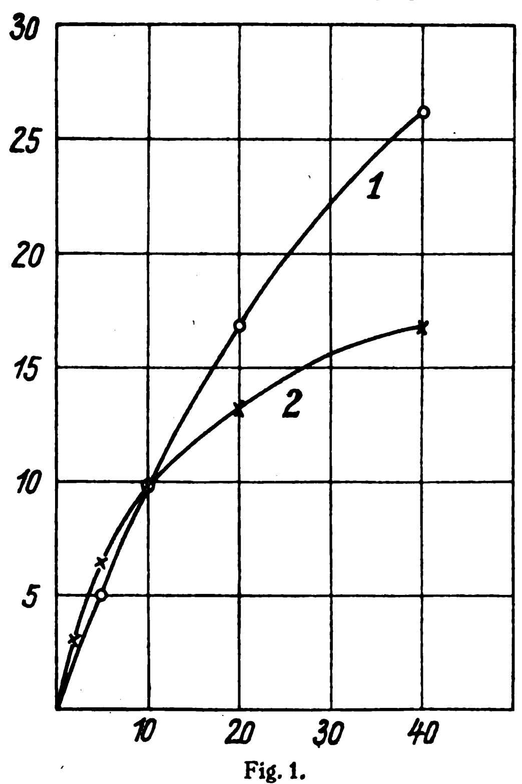


Fig. 1.

als Abszissen sind die Stromstärken in willkürlichem Maße, als Ordinaten die Galvanometerausschläge dargestellt. Es bezieht sich Kurve 1 auf möglichst gespannte, Kurve 2 auf ganz lockere Saite. Wie ersichtlich, ist im ersten Falle noch eine annähernde Proportionalität vorhanden, während eine solche im zweiten Fall nicht mehr vorhanden ist — im guten qualitativen Einklang mit den theoretischen Überlegungen. Allerdings entspricht Kurve 2 nicht der Formel (4), sie läßt sich vielmehr mit einer quadratischen Formel

$$h = 1 \cdot 5\, i - 0 \cdot 45\, i^2$$

besser darstellen. Dieser Unterschied hat aber insofern keine Bedeutung, denn sobald die Ausschläge langsamer anwachsen wie die Stromstärke, so muß schon die Saite die erwähnten Eigenschaften b) und c) besitzen, unabhängig von der speziellen Form der Strom-Ausschlag-Kurve.

3. Die Schwingung von Körper unter der Wirkung solcher „verstärkten" Richtkraft wie die durch Formel 2) dargestelte, wurde schon vielfach untersucht [3]).

Wir wollen hier für die theoretische Beschreibung einen sehr einfachen Weg einschlagen, indem wir anstatt lineare Schwingungen Kreisschwingungen betrachten. Zwar gilt hier, wo die rücktreibende Kraft die in Gleichung (2) gegebene Form hat, das Prinzip der Superposition der Schwingungen nicht, es ist also die Projektion der Kreisschwingungen keine Lösung für die lineare Schwingungsbewegung; das Verfahren hat aber den großen Vorteil der Einfachheit und Übersichtlichkeit und erlaubt auch quantitativ angenähert richtige Schlüsse zu ziehen.

Wir ersetzen die Saite durch einen materiellen Punkt und betrachten zuerst die freie Kreischwingungen desselben. Es sei m die Masse, r der Halbmesser des Kreises, ν die Kreisfrequenz.

Setzt man die Zentrifugalkraft und die elastische Kraft gleich, so erhält man

$$m r \nu^2 = a r + b r^3 \qquad (5)$$

also

$$\nu^2 = \frac{a}{m} + \frac{b}{m} r^2. \qquad (6)$$

Bezeichnet man mit ν_0 die Frequenz bei unendlich kleiner Amplitude, d. h.

$$\nu_0^2 = \frac{a}{m} \qquad (7)$$

so kann man (6) in folgender Form zum Ausdruck bringen:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 + \frac{b}{a} r^2} \approx \nu_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{b}{a} r^2\right) \qquad (8)$$

oder was dasselbe ist

$$T = T_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{b}{a} r^2\right). \qquad (9)$$

Unser Punkt hat also, wie es vorauszusehen war, keine bestimmte, unveränderliche Schwingungsdauer, sondern dieselbe nimmt mit zunehmender Amplitude quadratisch ab [4]). Es lassen sich die erzwungenen Kreisschwingungen unter

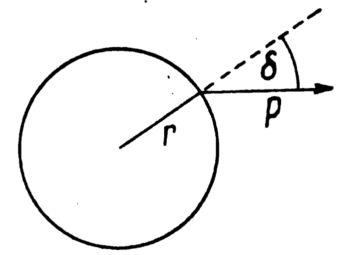


Fig. 2.

der Wirkung einer erregenden Kraft P von der Kreisfrequenz ω ähnlich betrachten; natürlich beschränkt man sich hier auf den stationären Zustand, welcher durch die Halbmesser der Kreisbewegung r und durch die Phasendifferenz δ zwischen erregende Kraft und Elongation (s. Fig. 2) vollständig bestimmt ist. Diese ergeben sich aus der Bedingung der Gleichgewichte der Kräfte.

Dieser lautet

$$m r \omega^2 = a r + b r^3 - P \cos \delta \qquad (10)$$

für die radialen Kräfte, und

$$\beta r \omega = P \sin \delta \qquad (11$$

für die tagentialen Kräfte, wenn β die Konstante der mit der Geschwindigkeit proportonalen dämpfenden Kraft bedeutet.

Schreibt man (10) mit Hilfe von (6) in der Form

$$m r (\omega^2 - \nu^2) = - P \cos \delta \qquad (12)$$

dann erhält man aus (11) und aus (12)

$$P^2 = r^2 \left[\beta^2 \omega^2 + m^2 (\omega^2 - \nu^2)^2\right] \qquad (13)$$

$$\operatorname{tg} \delta = - \frac{\beta \omega}{m (\omega^2 - \nu^2)} \qquad (14)$$

[3]) S. z. B. W. Hort, Technische Schwingungslehre, 2. Auflage, Seite 748 ff.

[4]) Die genaue Theorie liefert (Hort, l. c. Seite 756)

$$T = T_0 \left(1 - \frac{3}{8} \frac{b}{a} r^2\right)$$

die Abweichung ist also ziemlich klein.

Diese Gleichungen entsprechen vollständig denen der gewöhnlichen erzwungenen Schwingungen, mit dem Unterschied, daß ν keine Konstante, sondern eine Funktion von r ist. Wir wollen zuerst die Eigenschaft c) diskutieren: wie ändert sich die Amplitude bei gegebener Frequenz ω und veränderlicher Erregung P. Stellt man die Saite bei kleiner Stromstärke auf Resonanz ein, und läßt dann die Einstellung unverändert, dann ist

$$\omega = \nu_0; \; m\,(\omega^2 - \nu^2) = b \cdot r^2$$

also laut (13)

$$P^2 = \nu_0^2\,\beta^2\,r^2 + b^2\,r^4 \tag{15}$$

Um die Abhängigkeit des r von P leichter zu durchschauen, schreiben wir

$$r^2 = \frac{P^2}{\nu_0\,\beta^2} - \frac{b^2}{\nu_0^2\,\beta^4}\,r^4 \approx \frac{P^2}{\nu_0^2\,\beta^2} - \frac{b^2}{\nu_0^2\,\beta^4}\left(\frac{P^2}{\nu_0^2\,\beta^2}\right)^2 \tag{16}$$

und daraus

$$r = \frac{P}{\nu_0^2\,\beta}\left[1 - \frac{1}{2}\,\frac{b^2}{\nu_0^4\,\beta^4}\,P^2\right]. \tag{17}$$

Wie man sieht, ist diese Formel vollständig der für die Gleichstrommessung gültigen Gleichung (4) ähnlich; die Schwingungsamplitude ist nicht proportional mit der Stromstärke, sondern wächst viel langsamer an, und zwar ist die Abweichung um so größer, je kleiner ν_0 ist, je weniger also die Saite gespannt ist. Ganz anders, wenn die Saite bei jeder Stromstärke auf Resonanz eingestellt wird. Dann ist stets

$$\omega = \nu$$

und aus (13) folgt einfach

$$r = \frac{P}{\beta \cdot \omega}$$

d. h. die Amplitude ist mit der Stromstärke proportional.

4. Beide Ergebnisse stimmen mit den Beobachtungen des Herrn Kuhlmann überein, ebenso mit den unsrigen, die wir mit dem erwähnten Instrument angestellt haben und welche auf Fig. 3 graphisch dargestellt sind. Als Abscisse ist die Intensität des Wechselstromes von 50 Per/sec in willkürlichem Maße, als Ordinate die Schwingungsamplitude der Saite aufgetragen, und zwar bezieht sich Kurve 1 auf den Fall, wo die Saite nur einmal — bei der kleinsten Stromstärke — auf Resonanz eingestellt, Kurve 2 auf den Fall, wo bei jeder Stromstärke auf die jeweilige maximale Schwingungsweite einreguliert wurde.

Die Saite mußte dabei — je größer die Amplitude war — um so mehr entspannt werden, in Übereinstimmung mit obigen Ausführungen, wonach bei zunehmender Amplitude die Saite immer mehr gelockert werden muß, um die Frequenz gleich zu halten. Die Kurven haben sonst genau die theoretisch verlangte Form: Kurve 2 ist eine Gerade, Kurve 1 entspricht der Gleichung $a = 1 \cdot 28i - 0:0145:i^2$. Hier kann aber von einer Wärmewirkung keine Rede sein. Zuerst war die Stromstärke viel zu gering, ihr Höchstwert war etwa 10^{-4}A. Dann hat aber der Quarzfaden eine etwa 18 mal kleinere Wärmeausdehnung, wie der von Herrn Kuhlmann benutzte Platindraht. Eine weitere Beobachtung, die auch für die obige Theorie und gegen eine Wärmeeinwirkung spricht, ist die, daß sowohl bei Gleichstrom wie bei Wechselstrom die Proportionalität um so besser ist, je stärker der Faden gespannt ist. Zuletzt habe ich, um jeden Zweifel zu beseitigen, den Widerstand eines, etwa 8 cm langen, 13 μ starken Wolframdrahtes, welcher, um ihn vor Luftbewegungen zu schützen, in einer Glasröhre axial ausgespannt war, bei zunehmender Strombelastung gemessen und dabei gefunden, daß der Widerstand (rund 50 Ohm) erst bei einer Stromstärke von 12 Milliampere um ein Prozent — entsprechend einer Temperaturzunahme von nur 2° C — zugenommen hat. Dies entspricht aber schon einer Belastung gleich 0,22 Watt/cm², also einer etwa 10 mal größeren als die von Herrn Kuhlmann verwendete; bei ihm könnten also nur verschwindend kleine Erwärmungen auftreten.

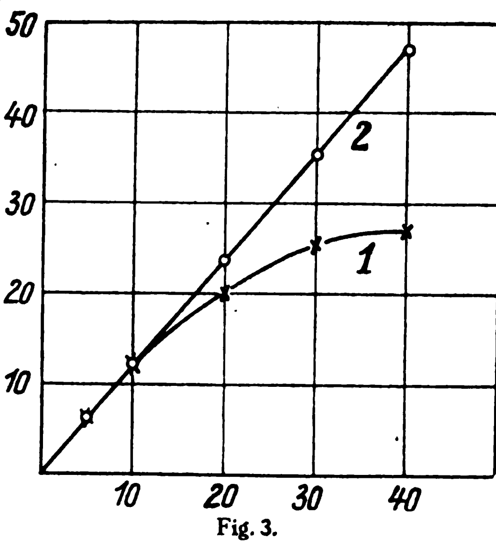


Fig. 3.

Die Eigenschaft b), die unsymmetrische Form der Resonanzkurve, bedarf keiner näheren Erklärung; sie folgt aus der Veränderung der Eigenfrequenz mit der Amplitude (s. Gleichung 8), nach der von Herrn Kuhlmann angegebenen Weise. Auf einen anderen Punkt soll aber noch hingewiesen werden. Herr Kuhlmann hat mit Fäden von 12 cm Länge Wechselströme von 3000—7000 Perioden gemessen. Die Grundfrequenz von Saiten von dieser Länge bleibt aber bei erreichbaren Spannungen weit unterhalb dieser Zahlen, es müßte also bestimmt mit einer Oberschwingung gearbeitet werden. Da aber bei der Art der Schwingungserregung, wie es im Fadengalvanometer vorliegt (gleichmäßige Kraftverteilung längs des Fadens) die Entstehung von Knotenpunkten ausgeschlossen ist, so muß der Faden als Ganzes Oberschwingungen ausführen. Dies ist aber tatsächlich der Fall, wenn das Kraftgesetz nicht linear ist. Nach der genaueren Theorie führt nämlich eine solche Saite keine einfachen Sinusschwingungen aus, sondern es überlagern sich auf die Grundschwingungen die ungeraden harmonischen Oberschwingungen. Bei entsprechender Fadenspannung müssen also diese auf Resonanz gebracht werden können, und ich habe tatsächlich beobachtet, daß der erwähnte Quarzfaden auf die Frequenz 50 Per/sec sowohl bei einer ziemlich großen, wie bei einer ganz kleinen Fadenspannung in Resonanz gebracht werden könnte. Die Resonanzkurven von Kuhlmann weisen auch auf ein solches Verhalten hin, auch die Beobachtung, daß bei einer Lockerung des Fadens . . . „der Faden unstetig aus der Resonanzlage herauszuspringen scheint . . .“[5]), ist in obigem Sinne zu deuten.

Zuletzt läßt sich die Beobachtung, die Herr Kuhlmann als die Bestätigung seiner Erklärungen ansieht, daß nämlich bei Verwendung von starken Faden die Resonanzkurve symmetrisch wird, einfach aus der stärkeren Spannung dieser Saite — wie oben gezeigt wurde — erklären.

Ujpest bei Budapest, am 14. Mai 1925.

Forschungslaboratorium der Vereinigten Glühlampen- und Elektrizitäts - Aktiengesellschaft.

[5]) l. c. Seite 50.

Über Widerstandsverstärker.

Von **M. v. Ardenne** und **H. Heinert.**

Die Vorzüge der Widerstandsverstärkung sind zum gewissen Teile sowohl der Wissenschaft wie auch der Industrie bekannt. Bei näherer Untersuchung ergaben sich jedoch noch zahlreiche Verbesserungen und Entwicklungsmöglichkeiten, die im nachfolgenden näher dargelegt werden sollen.

Zunächst zeigt sich, daß der Widerstandsverstärker nur bei mittleren und tiefen Frequenzen mit gutem Wirkungsgrad arbeitet. Es ist dies eine Folge der wirksamen Röhren und Leitungskapazitäten, wie sie bei selbst sorgfältig aufgebauten Verstärkeranordnungen vorhanden sind.

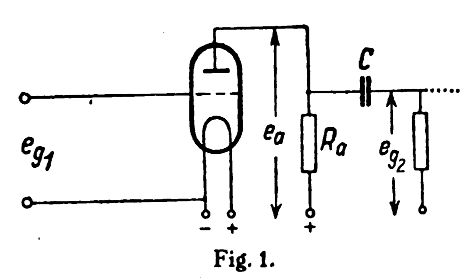


Fig. 1.

Zur folgenden Betrachtung ist aus einem normalen Widerstandsverstärker eine solche Stufe, die wir bei unserer Betrachtung zugrunde legen wollen, wiedergegeben worden (Fig. 1). Es seien hierbei C die Übertragungskapazität, R_a der Widerstand im Anodenstromkreis.

Die am Gitter der Eingangsröhre liegende Wechselspannnug e_{g_1} ruft im Anodenstromkreise, der aus Röhren- und äußerem Widerstand gebildet wird, eine Stromschwankung hervor, wobei

$$d_{ea} = - d_{ia} \cdot R_a$$

$$d_{ia} = \left(\frac{\delta\, i_a}{\delta\, e_{g_1}}\right) d_{eg_1} + \left(\frac{d_{ia}}{d_{ea}}\right) d_{ea} = S \cdot d_{eg_1} - \frac{1}{Ri} \cdot d_{ia} \cdot R_a$$

daraus folgt

$$d_{ia} = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}}\, d_{eg_1}$$

$$\frac{d_{ia}}{d_{eg_1}} = S_R = S \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i} = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{R_i + R_a}$$

$$d_{eg_2} = d_{ia} \cdot R_a = R_a \cdot S_R \cdot d_{eg_1}$$

hieraus ergibt sich der Spannungsverstärkungsfaktor

$$V = \frac{d_{eg_2}}{d_{eg_1}} = \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i}.$$

In diesen Formeln bedeuten e_{g_1} die unverstärkte, e_{g_2} die verstärkte Wechselspannung, Ri den inneren Widerstand, S_R die Steilheit der Röhrenkennlinie bei eingeschaltetem Anodenwiderstand R_a und D den Durchgriff der Röhre. Es kann in den folgenden Betrachtungen d_{eg_2} identisch mit d_{ea} angenommen werden, wobei e_a die verstärkte Spannungsschwankung am Anodenwiderstand Ra bedeutet. Es folgt hieraus, daß mit kleiner werdenden Durchgriff D der benutzten Röhre die Spannungsverstärkerziffer steigt. Der Faktor $\frac{R_a}{R_a + R_i}$ nimmt mit wachsenden äußeren Widerstand (siehe Kurve Fig. 2) zu.

Die bisher technisch üblichen, in die Anodenleitung eingeschalteten Silitwiderstände sind spannungsempfindlich, wie nebenstehende Kurven zeigen, und führen daher zu unerwünschten Komplikationen. Zu nachfolgenden Untersuchungen wurden Loewe-Widerstände verwandt, die, wie Messungen (Fig. 3, Meßwiderstand) zeigen, spannungsunempfindlich sind, im Gegensatz zu Silitwiderständen (Fig. 3, obere Kurven).

Die Größe der äußeren Widerstände wird durch die unvermeidlichen Parallelkapazitäten, die den wirksamen Widerstand mit zunehmender Frequenz und Parallelkapazität herabsetzen [1], begrenzt.

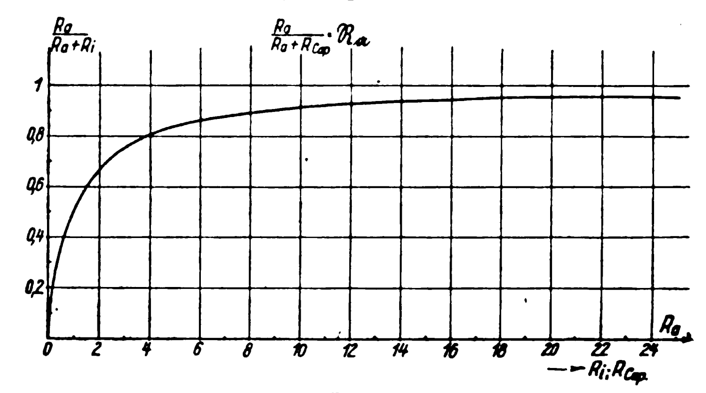


Fig. 2.

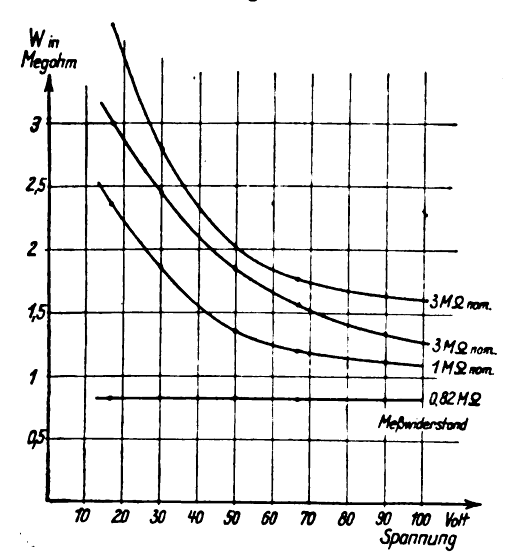


Fig. 3.

Da die zum äußeren Widerstand parallel liegenden Kapazitäten selten unter 50 cm herabgehen, ergibt sich bei einer Durchschnittsniederfrequenz von 1000 ein kapazitiver Widerstand von $\frac{1}{\omega C} = 2\,900\,000\ \Omega$. Daraus geht hervor, daß bei großem äußeren Widerstand gegenüber dem kapazitiven Widerstand der Widerstandsverstärker hohe Frequenzen gegenüber tiefen benachteiligen würde.

Der Anodenwiderstand kann bei abnehmender Frequenz größer gewählt werden. Bei den gebräuchlichen Niederfrequenzen für Telephonie bringt eine Vergrößerung des Anodenwiderstandes über 3 Millionen Ohm keine wesentlichen Vorteile mit sich. — Die nebenstehend wieder-

[1] Siehe auch E. Schrader: „Über Kapazitäten in Elektronenröhren". Jahrb. Bd. 24, Heft 2 und H. G. Möller in „Elektronenröhren". Verlag Vieweg und Sohn.

gegebenen Arbeitskurven (Fig. 4, Fig. 5, Fig. 6) einiger zur Zeit oft benutzter Röhrentypen ergeben ein klares Bild der Betriebsbedingungen.

Bei sehr hohen äußeren Widerständen gegenüber den Röhrenwiderständen kann im Anodenstromkreis als Sätti-

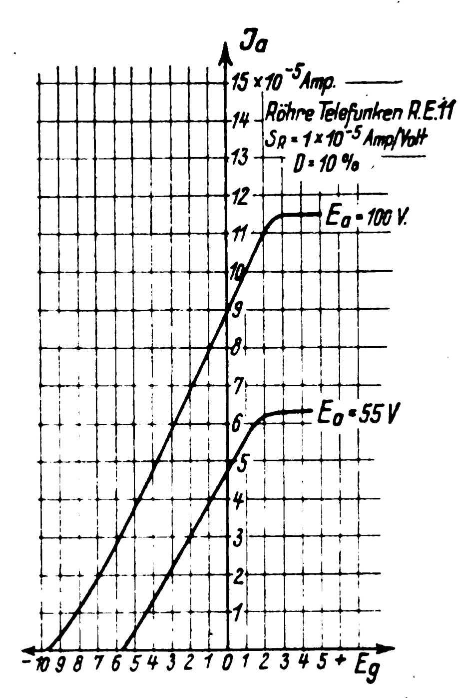


Fig. 4.

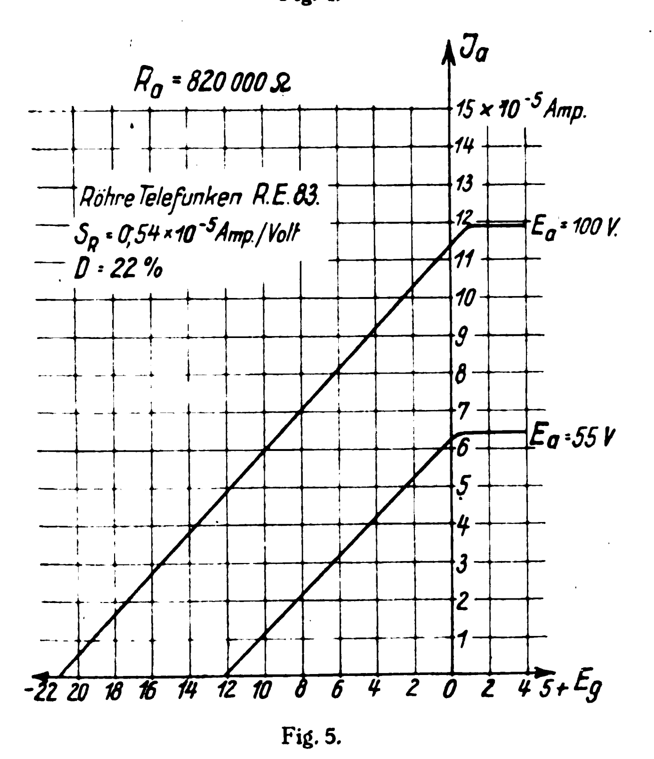


Fig. 5.

gungsstrom nur ein sehr geringer Strom fließen, direkt der Quotient aus Anodenspannung und der Summme des äußeren und inneren Widerstandes

$$J_a = \frac{E_a}{R_a + R_i} \cdot$$

Diese Ströme liegen bei den normalen Röhren und den oben angegebenen Anodenwiderständen nur in der Größenordnung von etwa 10^{-5} bis 10^{-4} Amp. Es genügt, daß der Heizfaden soviel Elektronen emittiert, wie zur Bildung dieses Stromes notwendig sind. Diese Erkenntnis ist für die Ökonomie und damit für die Anwendungsmöglichkeiten der Widerstandsverstärker, ferner für die zweckmäßige Konstruktion der benutzten Röhren von allergrößter Bedeutung.

Gleichzeitig wird aus den abgebildeten Arbeitskurven der Eingitterröhren ersichtlich, daß eine fast ideale Gradlinigkeit vom Einsatzpunkte bis zum Sättigungspunkte erzielt wird, die eine formgetreue Verstärkung großer Spannungsamplituden ermöglicht. In den Kurven ist ferner der untere Knick sehr scharf ausgeprägt. Es kann dieser scharfe Knick bei hohem *Ra* zu einer sehr verzerrungsfreien Gleichrichtung herangezogen werden. Der über Erwarten geradlinige Verlauf der Arbeitskurve, sowie der scharfe untere Knick ist auf ziemlich gleichbleibenden Einfluß des Raumladeeffektes zurückzuführen. Diese Er-

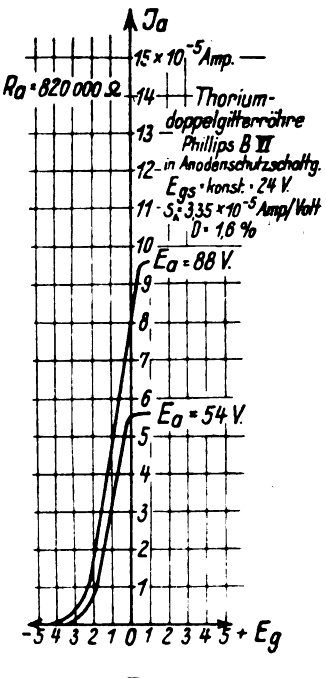


Fig. 6.

scheinung ist einer Änderung der wirksamen Anodenspannung mit e_g zuzuschreiben. Es lassen sich bei hohem *Ra* selbst normale Empfangsröhren mit sehr hohen Anodenspannungen (wie z. B. beim Statophon erforderlich) ohne Schädigung betreiben. Der Grund liegt dann darin, daß, wie schon erwähnt, die Leistungen innerhalb der betreffenden Röhre sehr gering und ziemlich konstant bei wechselnder e_g sind. — Bei sehr kleinem Durchgriff wird der Einfluß der Raumladung wieder schwach bemerkbar (siehe Fig. 6). Die nähere elektronentheoretische Erklärung der geschilderten günstigen Nebenerscheinung würde im Rahmen dieser Arbeit zu weit führen und soll daher einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben. Der Verlauf der abgebildeten Arbeitskurven zeigt ferner, daß der Bereich der günstigsten Gittervorspannung, der bekanntlich ungfähr beim halben Sättigungsstrom auf der Charakteristik liegt, weit mehr im negativen Gebiet ist, wie unter normalen Bedingungen. Einen verhältnismäßig geringen Durchsteuerbereich zeigen Doppelgitterröhren in Schutznetzschaltung (s. Fig. 6), die aber den großen Vorteil des geringen Durchgriffs aufweisen. — Die gleiche Röhre in Raumladeschaltung würde eine außerordentlich ungünstige Wirkung bei hohem *Ra* ergeben. Die Messungen errgaben dann (bei derselben Röhre wie in Fig 6)

$$S = 0{,}62 \times 10^{-5} \qquad D = 22{,}5\,\%.$$

Bei den bisher praktisch hergestellten Widerstandsverstärkern, die meist ohne besondere Gittervorspannung arbeiteten, zeigen sich starke Unregelmäßigkeiten beim Auswechseln der Röhren, trotzdem ihre Kennlinien annähernd identisch verlaufen. Diese Abweichungen sind hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß bei diesen Verstärkern die Lage des Arbeitspunktes auf der Charakteristik sehr nahe am oberen Knick liegt. Durch geringe positive Spannungen, die durch schlechte Isolation von Röhren und Schaltung an das Gitter gelangen, wird der Arbeitspunkt auf den horizontalen Teil der Charakteristik verlegt und so die Verstärkung zum Verschwinden gebracht. Durch Wahl einer größeren negativen Vorspannung läßt sich die Abhängigkeit von den Isolationszuständen der Röhren in gewissen Grenzen ausschalten.

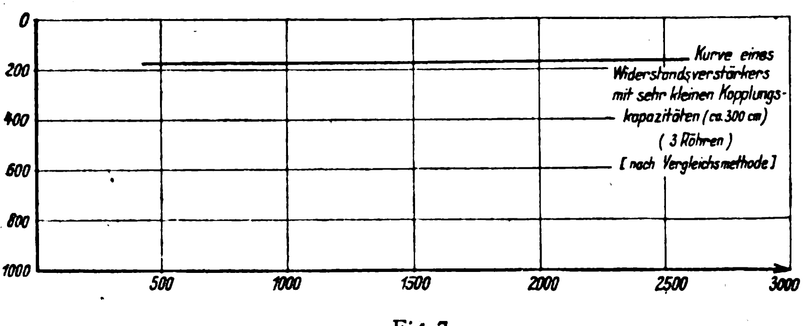


Fig. 7.

Die verstärkte Anodenwechselspannung wird auf das Gitter der folgenden Röhre über einen Kondensator übertragen. Die Größe dieses Kondensators braucht lediglich groß gegen die Gitterkapazität sein, weil man die beiden Kapazitäten als hintereinandergeschaltet betrachten kann. Man braucht hierbei keinesfalls über den 10fachen Wert der Gitterkapazität bei den Gitterkopplungskondensatoren herauszugehen. Zahlreiche in der Literatur vorhandene Angaben machen die Größe des Übertragungskondensators von der Frequenz abhängig und rechnen mit seinem kapazitiven Widerstand für die Arbeitsfrequenz. Diese Angaben beruhen auf einer irrigen Vorstellung, da der Widerstandsverstärker als Spannungsverstärker arbeitet. Es handelt sich um die Übertragung einer Spannung auf das Gitter der folgenden Röhre, wozu keinerlei Leistung erforderlich ist. Eine sehr gute Übereinstimmung mit diesen Überlegungen zeigt die in Fig. 7 abgebildete von den Verfassern aufgenommene Kurve eines Drei-Röhrenwiderstandsverstärkers mit kleinen Kopplungskapazitäten in „Abhängigkeit" von der Frequenz. Tritt bei den Verstärkern der Praxis oft eine gewisse Benachteiligung tiefer Frequenzen ein, so muß der kapazitive Widerstand des Gitterkondensators zur Übertragung von den allerdings außerordentlich geringen Leistungen zur Deckung der durch die Gitterableitewiderstände hervorgerufenen Verluste in die Betrachtung eingezogen werden. Wie schon oben gesagt wurde, tritt durch die kapazitiven Nebenschlüsse zu den äußeren Widerständen eine Benachteiligung hoher Frequenzen gegenüber tiefer Frequenzen ein. Dieser Wirkung steht die soeben erwähnte Benachteiligung tiefer Frequenzen entgegen, die bei der kleinen Kopplungskapazität zur Deckung der angedeuteten Verluste entsteht. In der in Fig. 7 aufgenommenen Kurve des Ausführungsbeispiels überwiegt durch die Dimensionierung die zuletzt angegebene Bevorzugung hoher Frequenzen. Es sind vergleichsweise in Fig. 8, 9 und 10 noch einige Kurven von Transformatoren und Transformatorenverstärkern angegeben. Auch aus diesen Kurven wird ersichtlich, wie außerordentlich frequenzunabhängig Widerstandsverstärker gegenüber den meist gebräuchlichen Transformatorenverstärkern sind.

Wenn bei größeren Scheitelwerten der zu verstärkenden Wechselspannungen die Gitterspannungsbereiche der geradlinigen Charakteristik nicht mehr ausreichend sind, so empfiehlt es sich auf Kosten der Verstärkerziffer, Röhren mit entsprechend größerem Durchgriff zu verwenden.

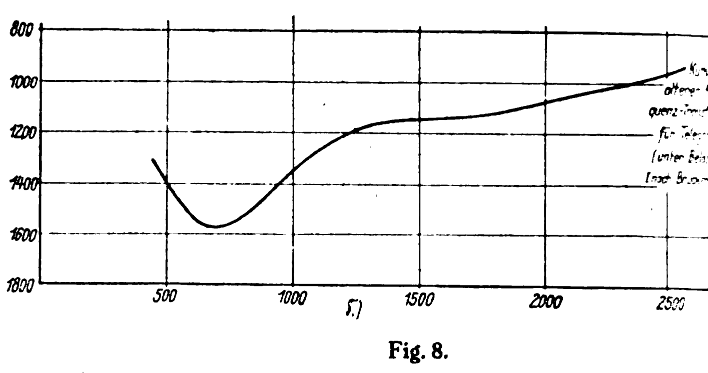


Fig. 8.

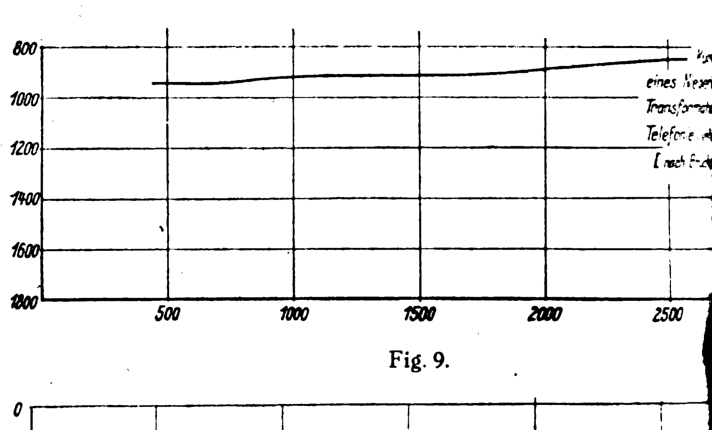


Fig. 9.

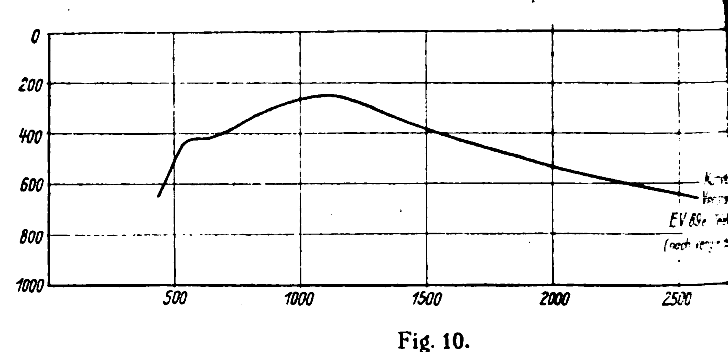


Fig. 10.

Die letzte Röhre in einem Widerstandsverstärker muß bei den meist üblichen Wiedergabeinstrumenten Leistung abgeben. Man braucht dann wieder Röhren mit möglichst hoher Emission, Steilheit und einem inneren Widerstande, der der Verbrauchsapparatur annähernd angepaßt ist. Das Ideal eines Wiedergabeinstrumentes würde hier in einem Spannungslautsprecher (Johnsen Rabbeck Lautsprecher) bestehen, der zu seinem Betrieb geringe Ströme erfordert.

Aus den vorstehenden Untersuchungen geht hervor, daß der Widerstandsverstärker bei richtigem Aufbau größere Verstärkungen erreichen kann, wie die bisher gebräuchlichen Transformatorenanordnungen mit gleicher Röhrenzahl. Seine Einfachheit und Ökonomie, wie auch seine außerordentliche Verzerrungsfreiheit, bieten Vorteile, die dieser Verstärkeranordnung für die Zukunft eine außerordentliche Verbreitung sichern werden. Weitere physikalische und theoretische Folgerungen aus vorstehenden Untersuchungen sollen in späteren Arbeiten behandelt werden.

Referate.

National Physical Laboratory, Report for the year 1924, p. 77: Cathode Ray Tube Methode of Measuring Radio Frequenzy and of Delineating Wave Forms.

Eine Braunsche Röhre (Kathodenstrahlrohr) wird zur Untersuchung und Messung von Radiofrequenzen und ihren Spannungskurven benutzt. Die Anordnung zeigt Figur 1.

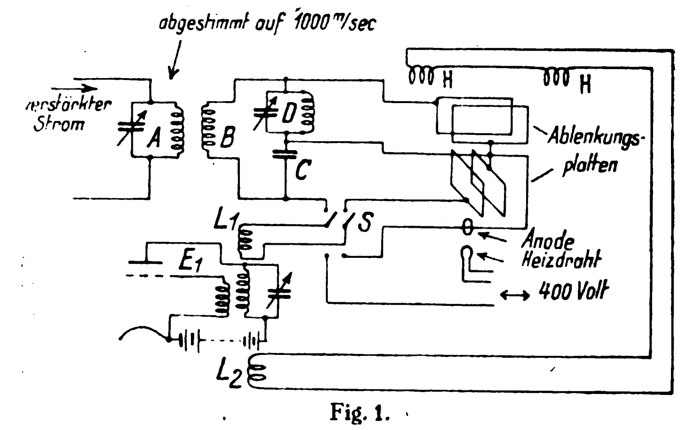


Fig. 1.

Die Grundfrequenz 1000 liefert ein Stimmgabelsender, dessen Schwingungen durch einen Zweistufenverstärker verstärkt über die Selbstinduktion des abgestimmten Ausgangskreises A die Spule B induzieren. Die phasenverschobenen Wechselspannungen für die Ablenkungsplatten des Braunschen Rohres werden am Kondensator C und dem abstimmbaren Kreis D abgenommen. D soll als reiner Ohmscher Widerstand wirken. Er wurde in dieser Form gewählt, um den Einfluß anderer Frequenzen als der Grundfrequenz in dem durch B, D, C gebildeten Kreis zu unterdrücken.

Die von E_1 gelieferte zu untersuchende Wechselspannung kann durch die Koppelspule L_1 und den Umschalter S in Reihe mit der Anodenspannung des Braunschen Rohres oder in Reihe zur Spannung von C an ein Paar Ablenkungsplatten gelegt werden. Die zu letzteren senkrechte Ablenkung wird durch L_2 und die Ablenkungsspulen H bewirkt.

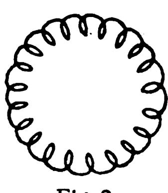


Fig. 2.

Auf dem Aufnahmeschirm ergibt sich eine von der Grundfrequenz herrührende kreis- oder ellipsenförmige Figur, der eine wellen- oder schleifenförmige Linie überlagert ist. Fig. 2. zeigt die Anwesenheit der 21. Oberschwingung (ν = 22 000/sec). Die Rotation des Kathodenstrahles ist bei diesem Bild für beide Frequenzen gleichsinnig. Bei ungleichsinniger Bewegung würden die Schleifen nach außen liegen und um die Zahl 2 verringert sein. Die Analyse des Leuchtbildes ist auch bei nicht ganzzahligem Verhältnis zwischen Radiofrequenz und Grundfrequenz möglich, da dann noch eine Drehung der Figur eintritt.

Die Methode wird hauptsächlich bei der Untersuchung von Frequenzen für Standardzwecke nützlich sein.

A. Scheibe.

A. Colmant. Essais entre Paris et Algier sur ondes de 180, 90 et 50 mètres. (L'Onde Electrique 4. 5—13. 1925.)

Der Verfasser gibt einen vorläufigen Bericht über seine seit März 1924 im Gange befindlichen Amateurversuche mit kurzen Wellen. Seine Sendestation befindet sich in Paris, Empfangsstation ist vor allem die eines Amateurs in Algier, aber auch von anderen Stationen liegen Aufnahmeberichte vor.

Es gelingt, mit Algier auf der 180- bzw. 90-m-Welle nachts bei einer Antennenleistung von 50 bzw. 40 Watt eine regelmäßige Dauerverbindung herzustellen, tagsüber hingegen läßt sich selbst mit den 10—15 fachen Energieaufwand keinerlei Verständigung erzielen. Die 50-m-Welle fällt mit ihrer Wirksamkeit vollkommen aus dem Rahmen dieses gesetzmäßigen — auch von anderer Seite oft beobachteten — Ganges der Reichweite; bei ihr wird der Empfang völlig unregelmäßig, heftige Intensitäts- und Frequenzschwankungen treten auf und die Hörbarkeit wechselt unkontrollierbar zwischen Tag und Nacht und ebenso in völlig von einander abweichender Weise auf den verschiedenen Empfangsstationen des In- und Auslandes.

Bei Angabe dieser Daten scheint dem Verfasser völlig entgangen zu sein, daß für die 180-m- und die 90-m-Welle seine Antenne in der Grundschwingung erregt war, während sie bei Ausstrahlung der 50-m-Welle in einer Oberfrequenz schwang. Für diese letzte muß also der Luftleiter als Richtantenne — mit dem Maximum geneigt gegen die Horizontale — gewirkt haben, wodurch die ausgestrahlte Energie den atmosphärischen Einflüssen (Heaviside-Schicht usw.) in ganz anderer Weise ausgesetzt war als die der längeren Wellen. Es dürfte deshalb unzulässig sein, ungerichtet und gerichtet abgestrahlte Energie, wie es hier geschieht, ohne Berücksichtigung dieser Verschiedenartigkeit zu vergleichen und nur die Frequenz für alle auftretenden Erscheinungen verantwortlich zu machen.

A. v. Hippel.

Général Ferrié. Quelques Applications scientifiques des Lampes a 3 et 4 Electrodes associées a des Cellules Photoélectriques. (L'Onde Electrique 4. 97—110. 1925.)

Es wird die Methode der Gleichstromverstärkung beschrieben, nebst ihren Anwendungen auf die Messung und Normalisierung von Pendelschwingungen, sowie auf Sternphotometrie.

An dem zu untersuchenden Pendel ist ein Spiegel befestigt, der in einer bestimmten Schwingungslage von einem Lichtstrahl getroffen wird und ihn auf eine photoelektrische Zelle wirft. Der ausgelöste Photostrom ruft eine Spannungsschwankung über einem hochohmigen Widerstand hervor, das Gitter einer Elektrodenröhre nimmt diese auf und eine Stromänderung registrierbarer Größe im Anodenkreis ist die Folge, die eventuell zur elektromagnetischen Synchronisierung des Pendelvorganges Verwendung finden kann. Die Pendel des Bureau international de l'Heure sind auf diese Weise geprüft worden.

Wer die deutsche Literatur über dasselbe Thema kennt, wird in der Arbeit nichts prinzipiell Neues finden, vielmehr eine quantitative Erfassung der Fehlerquellen und ihre Beseitigung — wie sie etwa in der hochisolierten Gleichstromverstärker-Röhre von Siemens & Halske gegeben ist — vermissen.

A. v. Hippel.

N. Léon Deloy. Note sur les resultats obtenus au cours des récents essais effectués par le poste 8 AB. (La T. S. F. Moderne, Nr. 58, 1925, p. 248.)

Es wird über Sendeversuche mit kurzen elektrischen Wellen zwischen Nizza als Sendeort und Philadelphia als Empfangsort berichtet. Unternommen wurden die Versuche von 2 Amateuren.

1. Versuche zwischen 3^{30} und 7^{30} morgens am 15. Febr. auf Welle 40—100 m bei 5 m Wellenlängenunterschied. Nicht abgestimmte Antenne. Benutzt wurde eine 250-Wattröhre. Die Signale waren bei 40 m kaum, zwischen 60 und 80 m sehr stark, mit einem Maximum bei 65 m, und bei 100 m wiederum kaum hörbar. Eine Änderung in der Antennenlänge um 20 m ergab keine Änderung in der Verteilung der Empfangslautstärke.

2. Zwei Sender mit einer 55- bzw. 90-m-Welle arbeiten zu gleicher Zeit auf ein und dieselbe nicht abgestimmte Antenne. Empfang in Amerika war ebenso gut, wie wenn jede Welle durch eine eigene Antenne ausgestrahlt wurde.

A. Scheibe.

W. G. Cady. Ar international comparison of radio wave-length standards by means of piezo-electric resonators. (Proc. Inst. Rad. Eng. 12, 1924, 805.)

Der Verfasser berichtet ausführlich über die während seiner Europareise ausgeführte Absicht, seine piezoelektrischen Resonatoren mit den Standard-Wellenmessern von anderen Ländern zu vergleichen.

Im Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie und Telephonie 1925, Heft 4, S. 110, wurde bereits über einen Bericht des National Physikal Laboratory über diese Versuche referiert. Ergänzend sei aus der Arbeit hierzu nachgetragen, daß die Übereinstimmung der Frequenz der piezoelektrischen Resonatoren mit derjenigen der Wellenmesser durch vier verschiedene Methoden festgestellt wurde, die näher beschrieben werden.

Da diesen Methoden nicht das gleiche Gewicht zukam, da ferner auch die verschiedenen Wellenmesser die Frequenzen selbst nicht mit gleicher Genauigkeit angeben konnten, so bespricht der Verfasser eingehend die Vergleichsresultate, die bereits in obigem Referat in Form einer Tabelle wiedergegeben worden sind. Er kommt zu dem Schluß, daß den Messungen des N. P. L. - Teddington die höchste Genauigkeit zukommt, da dort ein Vergleichswellenmesser zur Verfügung stand, dessen Wellenlänge auf wenige Hunderttausendstel genau bestimmbar war.

A. Scheibe.

M. Zieciak. La Radiophonie en Pologne. (Radioélectricité, Nr. 82, 1925, p. 143.)

Besprechung der Entwicklung des Rundfunkwesens in Polen. Kurze Beschreibung des Warschauer Rundfunksenders, der mit einer Antennenenergie von 250 Watt arbeitet. Wellenlänge 385 m. Höhe der beiden Antennenmaste 42 m. Art der Antenne: 4 in Reihe geschaltete Einzelantennen von hexagonaler, prismatischer Käfigform.

A. Scheibe.

P. Blanchon. Quelques conseils pour la réception sur très petites longeurs d'onde. (Radioélectricité Nr. 79, 1925, p. 91.)

Es werden in populärer Form einige Konstruktionspunkte für Röhrenempfänger für Wellen bis zu 50 m besprochen, wobei hauptsächlich die Herstellung möglichst kapazitätsfreier Spulen unter Angabe von Dimensionen besprochen wird. Um Kapazitätseinflüsse von außen zu vermeiden: Erdung des gemeinsamen Poles der Batterien, Anschluß des beweglichen Systems des Gitterkreiskondensators an den Heizfaden, aperiodischer Antennenkreis.

A. Scheibe.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Steuerung von Röhrensendern.

D.R.P. 410675. Einrichtung zur Steuerung von Röhrensendern für die Zwecke der drahtlosen Telephonie und Telegraphie. Erich Schwarzkopf in Königswusterhausen. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Dezember 1922 ab. Ausgegeben am 16. März 1925.

Die vorliegende Erfindung verwendet eine vormagnetisierte Drossel 2, 4 (Fig. 1) im Gitterkreise; diese gestattet in bequemer Weise die Modulierung des Gitterhochfrequenzstromes auch für größte Sendeleistungen, wobei sich als Vorzug ein geringster Aufwand an Hilfsapparatur und höchste Sprachklarheit ergibt. Während also bisher die Amplitude des Gitterstromes durch zusätzliche, mittels einer Mikrophonanordnung besonders erzeugte und über einen Transformator dem Gitter zugeführte niederfrequente Spannungen verändert wurde, bezweckt die vorliegende Anordnung die Steuerung der hochfrequenten Gitterstromleistung selbst durch einen in die Gitterleitung bzw. parallel zu ihr geschalteten veränderlichen Widerstand in Gestalt einer in bekannter Weise vormagnetisierten Drossel. Da bei einer solchen Eisendrossel für Hochfrequenzströme bekanntlich

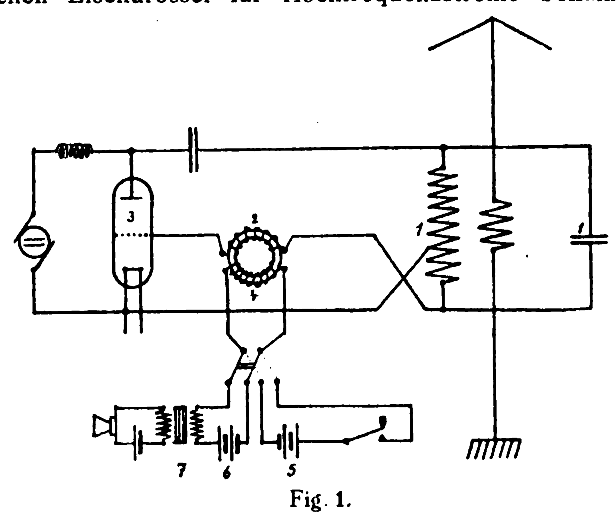


Fig. 1.

die Transformatorwirkung durch geeignete Anordnung aufgehoben sein muß, weil andernfalls die Isolation der nieder-

frequenten Seite unmöglich wäre, erreicht das vorliegende Verfahren die Steuerung der von den Röhren gelieferten Gitterhochfrequenzleistung an sich, ohne in besonderen Anordnungen erzeugte zusätzliche Gitterstromleistungen zu erfordern. Die Steuerung selbst erfolgt lediglich durch Veränderung des Magnetisierungsstromes der Drossel, welcher im Verhältnis zu den bisher bekannten Steueranordnungen äußerst gering ist und für einen 10 kW-Sender z. B. nur 20 Watt zu betragen braucht.

D.R.P. 410676. Einrichtung zur Steuerung von Röhrensendern für die Zwecke der drahtlosen Telephonie und Telegraphie. Erich Schwarzkopf in Königswusterhausen. Zus. z. Patent 410 675. Patentiert im Deutschen Reiche vom 17. Dezember 1922 ab. Ausgegeben am 16. März 1925.

Diese Erfindung ist eine weitere Ausbildung der Einrichtung nach Patent 410 675 und besteht darin, daß die vormagnetisierte Drosselspule parallel zum Gitterkreis, also zwischen Gitter und Kathode geschaltet ist. Ist die Magnetisierungswicklung 4 (Fig. 2) stromlos, so bildet die Wicklung 2 für den hochfrequenten Gitterstrom einen praktisch so hohen Widerstand, daß ein Verlust an Steuerenergie

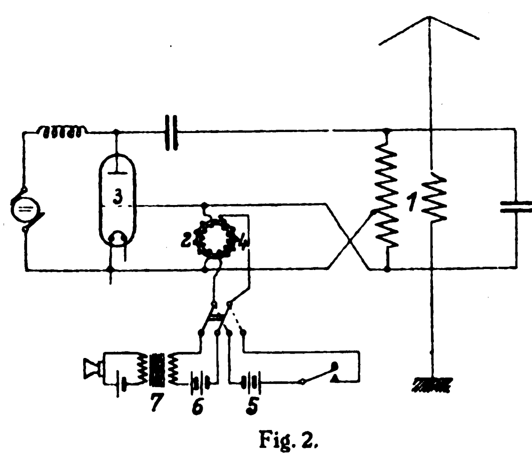


Fig. 2.

nicht eintritt, die Röhre 3 also voll schwingen kann; ist dagegen die Drossel durch die Wicklung 4 magnetisch gesättigt, so bildet der nunmehr äußerst geringe Widerstand der Hochfrequenzwicklung 2 einen Kurzschluß für den Gitterstrom; die Schwingungsleistung der Röhre ist in diesem Fall gleich null. Die Schwingungsleistung der Röhre läßt sich also auch durch diese Schaltung in gleicher Weise, aber im umgekehrten Sinne, wie im Hauptpatent 410 675 angegeben, durch Veränderung der Vormagnetisierung der Drossel verändern.

Brückenanordnung zum Gegensprechverkehr.

D. R. P. 411 965. Brückenanordnung zum Gegensprechverkehr in der drahtlosen Telephonie. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof und Dr. Felix Gerth in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 22. Juli 1922 ab. Ausgegeben am 9. April 1925.

Diese Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß die Brückenzweige mit Ausnahme des Teilnehmers und der Teilnehmerabgleichung nur aus Ohm'schen Widerständen (Fig. 3) bestehen, wobei Sender und Empfänger an die Diagonalpunkte der Brücke entweder direkt oder transformatorisch angelegt sind. Die Ohm'schen Widerstände ermöglichen eine stetige genaue Feineinstellung, so daß durch sie eine praktisch vollkommene Abgleichung der Brücke erreicht werden kann. Infolgedessen ist auch eine Beeinflussung des eigenen Senders durch die empfangenen Gespräche und somit eine unerwünschte Rückkopplung nicht mehr möglich.

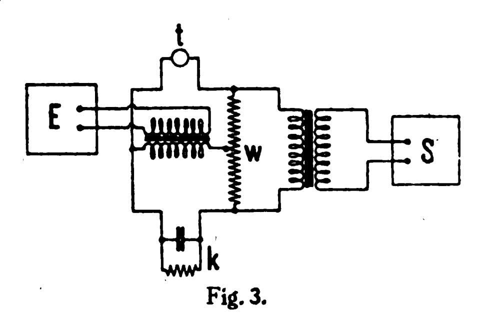


Fig. 3.

Entkopplung nebeneinander arbeitender Sendeantennen.

D.R.P. 411 535. Einrichtung zur gegenseitigen Entkopplung von räumlich dicht nebeneinander arbeitenden Sendeantennen. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 3. November 1921 ab. Ausgegeben am 1. April 1925.

Es sind Schaltungsanordnungen zur gegenseitigen Entkopplung von nebeneinander arbeitenden Sendeantennen bekannt, die darin bestehen, daß man Teile der Antennenselbstinduktionen je zweier solcher Antennen in derartigem Maße und Kopplungssinn aufeinander induzieren läßt, daß durch diese zusätzliche Induktion die bereits vorhandene kompensiert wird. Ein Nachteil dieser Anordnung, der sich in der Praxis, besonders bei Wellenwechsel, geltend macht, ist, daß die den ganzen Sendestrom führenden

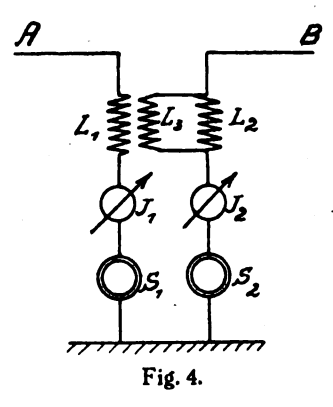


Fig. 4.

Antennenspulen transportabel sein müssen zur Einstellung des richtigen Kopplungsgrades an der jeweilig störenden Antenne. Zur Beseitigung dieser Schwierigkeit dient die vorliegende Erfindung. Sie besteht darin, daß die Entkopplung nicht direkt durch die Antennenspulen selbst, sondern durch Hilfselemente bewirkt wird. Diese können dann so dimensioniert werden, daß sie nur einen geringen Teil des Antennenstromes führen und trotzdem die zur Entkopplung nötige Gegenspannung aufbringen. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 4. Der Antennenspule L_2 bzw. einem Teil derselben ist die Antennenspule L_3 parallel geschaltet, durch die nur ein Bruchteil des Stromes J_2 hindurchfließt. Dabei ist L_3 so gewählt, daß der Kreis L_2, L_3 für die in L_1 fließenden Hochfrequenzströme einen sehr großen Widerstand darstellt. Es genügt dann für die Entkopplung, daß diese Spule L_3 der zu entkoppelnden Antenne A genähert wird.

Störbefreiung.

D.R.P. 411 670. Anordnung zur Störbefreiung von im Flugzeug eingebauten drahtlosen Nachrichtenübermittlungsanlagen. Telefunken, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. Oktober 1923 ab. Ausgegeben am 28. März 1925.

Die Erfindung gibt ein Mittel an, das geeignet ist, eine im Flugzeug eingebaute drahtlose Empfangs- bzw. störungsempfindliche Sendestation (Röhrensender) von jenen Störungen zu befreien, die durch die Funkenstrecke der Motorzündkerzen verursacht werden. Die Störungen sind ihrem Wesen nach stark ungedämpfte elektrische Schwingungen (mit Wellenlängen von etwa 30 bis 50 m), die längs der Zündkabel und Motorkörper fortpflanzend auf die benachbarte drahtlose Anlage störend einwirken. Die Erfindung besteht nun darin, daß in das übliche Zündkabel geschaltete

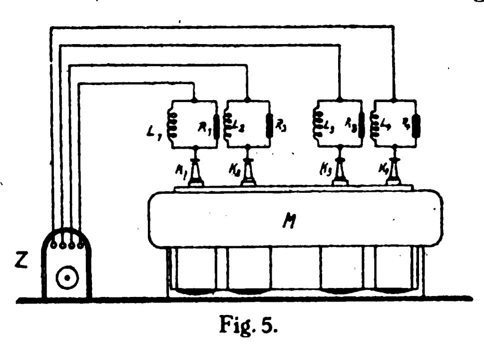


Fig. 5.

kleine Sperrorgane unmittelbar auf der Zündkerze, also am Erregungsort, angebracht werden, die aus Selbstinduktionen L_1 bis L_4 (Fig. 5) und aus parallel geschalteten Ohm'schen Widerständen R_1 bis R_4 bestehen. Durch diese den Zündstrom durchlassenden, jedoch die hochfrequenten Störschwingungen vor ihrer Fortpflanzung unterdrückenden Sperrorgane gelingt es, die Sicherheit des Zündens stets aufrecht erhalten zu können, wobei die gegebenenfalls auftretenden, Energie verzehrenden Sprüherscheinungen bekannter Anordnungen ebenfalls vermieden werden.

D.R.P. 414 497. Anordnung zur Verminderung elektrostatischer Störungen bei Empfangsanordnungen der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Radio Corporation of America in Ney York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Juli 1920 ab. Ausgegeben am 5. Juni 1925. Priorität: Amerika 19. Juli 1917.

Von allen bekannten, äußerlich teilweise ähnlichen Anordnungen unterscheidet sich die Anordnung gemäß der Erfindung in erster Linie durch die Verwendung gerichteter Systeme zur Ausschaltung der elektrostatischen Störungen, und zwar in der Weise, daß die atmosphärischen Störungen und die Zeichenwellen durch mehrere mit Richtungseigenschaften ausgestattete Antennen aufgenommen werden, die um einen beträchtlichen Bruchteil einer Wellenlänge in Richtung nach der Sendestation zu räumlich getrennt und nach dieser hin gerichtet sind, und daß die Empfangswirkungen dieser Antennen so kombiniert werden, daß die Einflüsse der atmosphärischen Störungen ausgeglichen und die Einflüsse der Zeichenwellen verstärkt oder doch aufrecht erhalten werden. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 6. In dem von den Spulen D, D' beeinflußten Raume ist vorteilhaft um eine zu den Ebenen der Spulen D, D' parallele Achse eine Spule F drehbar, die von den Kraftfeldern der Spulen D, D' beeinflußt wird und mit den Detektorstromkreisen und Anzeigestromkreisen verbunden ist. Bei geeigneter Verbindung der Spulen und Einstellung der Winkellage der Spule F neutralisieren sich die elektrostatischen Störungen bzw. werden ihre Wirkungen in der Spule F sub-

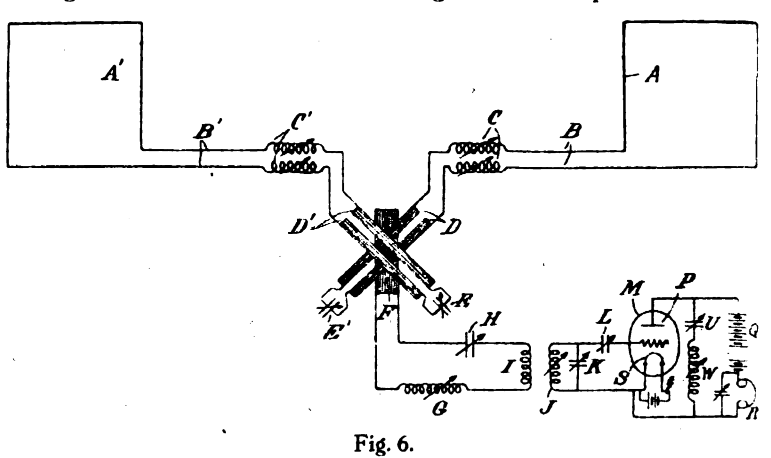


Fig. 6.

traktiv kombiniert, während die auf den Zeichen beruhenden Wirkungen so kombiniert werden, daß ein resultierender Strom in der Spule erzeugt wird. So gelingt eine fast vollständige Ausschaltung der schädlichsten Arten elekrostatischer Störungen.

Empfangsanordnungen.

Audionempfänger.

D. R. P. 414 018. Audionempfänger mit gleichbleibender Dämpfung. Koch & Sterzel Akt.-Ges., und Ulrich Günther in Dresden. Patentiert im Deutschen Reiche vom 16. Februar 1924 ab. Ausgegeben am 26. Mai 1925.

Die Erfindung besteht darin, daß eine Metallplatte oder ein Leitergebilde zwangläufig mit der Achse des Drehkondensators verbunden ist und so von einer bestimmten, mit der Einwirkung in Zusammenhang stehenden Kurvenlinie begrenzt wird, daß zu jeder Stellung des Drehkondensators für alle Welleneinstellungen eine gleichbleibende Dämpfung der Kopplungsspule gehört. Ein Ausführungsbeispiel zeigen Fig. 7 und 8. Die Überdeckungsplatte P

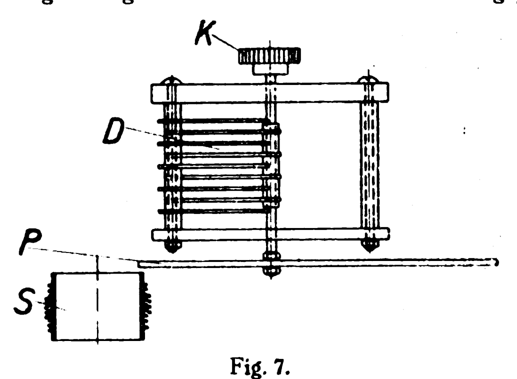


Fig. 7.

ist mit der Achse des Drehkondensators D derart verbunden, daß für jede Winkelstellung die erforderliche Überdeckung der Spule S von selbst gegeben ist. Die der Spule während der ganzen Drehbewegung zugekehrte Kante der Platte P muß zu diesem Zweck eine bestimmte Kurvenform erhalten, die sich leicht rechnerisch oder durch Versuche bestimmen läßt. Die Überdeckungsgröße ändert sich hierdurch bei der Drehung des Kondensators zwischen dem Nullwert (ausgezogene Linie) und einem Maximum (gestrichelte Linie).

Alle Zwischenwerte sind der erforderlichen Rückkopplung der Spule S entsprechend angepaßt. An Stelle einer Metallplatte kann auch ein im gleichen Sinne geformtes Leitergebilde Verwendung finden.

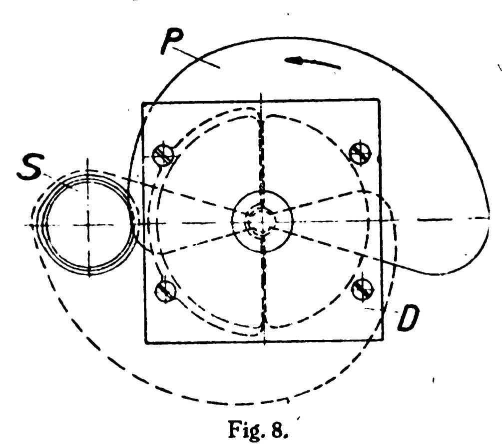


Fig. 8.

Antennenschaltung.

D. R. P. 414 961. Antennenschaltung für Mehrfachempfänger. C. Lorenz A.-G. in Berlin-Tempelhof. Patentiert im Deutschen Reiche vom 12. November 1920 ab. Ausgegeben am 11. Juni 1925.

Die Erfindung ermöglicht die Vereinigung der elektrischen Vorteile großer Hochantennen mit kleinen Empfangsapparaturen einfachster Schaltung, indem an eine Hochantenne ohne besondere Masten mehrere Empfänger gleichzeitig derart angeschlossen werden, daß die von der Hochantenne aufgenommene Empfangsenergie auf die einzelnen Empfänger verteilt wird, so daß die jedem Empfänger zugeführte Antennenenergie ausreicht, um den Empfänger betriebssicher zum Ansprechen zu bringen. Ein weiterer Vorteil dieser Schaltung besteht darin, daß mit jedem Empfänger gleiche Lautstärke empfangen wird, wenn alle Empfänger elektrisch gleich sind. Die Schaltung wird vorteilhaft derart ausgeführt, daß die geerdeten Zuleitungen zu sämtlichen Empfängern an einer Zentralstelle, die vorteilhaft die Antenneneinführung ist, zusammengefaßt werden und von dieser aus zur Antenne eine gemeinsame, zweckmäßig einfache Zuführung bilden. Durch geeignete Bemessung der elektrischen Werte der einzelnen Zuleitungen zu den Empfängern kann die Antenne über die gemeinsame Zuführung und die Einzelzuleitungen zu den Empfängern für jeden gleiche Abstimmung haben, so daß gleichzeitig mehrere räumlich getrennte Empfänger mit einer Hochantenne, gleicher Energie und gleicher Welle empfangen. Die für alle Empfänger wirksame Abstimmung der Antenne erfolgt durch ein in der gemeinsamen Zuleitung vorgesehenes Abstimmorgan. Die Erfindung hat besondere Bedeutung für Empfänger, die in verschiedenen Räumen aufgestellt werden müssen, beipsielsweise für eine große Anzahl von Empfängern in einem Häuserblock, auf welchem eine allen Empfängern gemeinsame Hochantenne ohne Masten mit der Zahl der Empfänger entsprechenden Schaltungen für die Einzelzuleitungen vorgesehen wird.

Verschiedenes.

Vakuumröhren.

D.R.P. 411 818. Hochvakuum-Entladungsröhre (Elektronenröhre), bei der die Kathode mit einem oder mehreren Teilen sehr kleiner Fläche in derart kleinem Abstand der Anode gegenübersteht, daß eine Elektronenmission bei gewöhnlicher Temperatur stattfindet. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Berlin-Siemensstadt. Patentiert im Deutschen Reiche vom 19. März 1922 ab. Ausgegeben am 7. April 1925.

Es sind Elektronenröhren, insbesondere Hochvakuum-Röntgenröhren, bekannt, bei denen die Kathode mit einer oder mehreren Spitzen versehen ist, die in kleinem Abstand der Anode oder Antikathode gegenüberstehen. Der Stromdurchgang kommt bei solchen Röhren dadurch zustande, daß die elektrischen Feldlinien an den Spitzen derart stark zusammengedrängt sind, d. h. die Feldstärke an diesen Stellen so hoch ist, daß auch bei gewöhnlicher Temperatur die Elektronen aus dem Metall herausgezogen werden. Die geometrisch genaue Herstellung solcher Spitzen oder Kanten stößt jedoch auf erhebliche mechanische Schwierigkeiten, so daß eine gleichmäßige Wirkung solcher Röhren bisher nicht zu erreichen war. Der Erfindungsgedanke besteht darin, zur Vermeidung dieses Übelstandes als wirksame scharfe Kante den Rand eines auf einem Nichtleiter niedergeschlagenen leitenden Überzuges zu verwenden. Solche leitenden Niederschläge können bekanntlich leicht und in jeder gewünschten Stärke durch Kathodenzerstäubung, Wärmezerstäubung oder auf anderem Wege hergestellt werden. Als Material für den Niederschlag kommen hauptsächlich schwer schmelzbare Metalle, wie Platin, Tantal oder Wolfram, unter anderem aber auch Silizium in Betracht. Als Träger des Niederschlages kann z. B. Quarz dienen. Der Vorteil dieser Anordnung besteht zunächst darin, daß die Kante eines solchen Niederschlages, der sehr dünn hergestellt werden kann, sehr scharf ist, wodurch das elektrische Feld an der Kante außerordentlich stark zusammengedrängt wird. Ferner kann der Metallniederschlag gleichzeitig als sehr günstig liegender Vorschaltwiderstand benutzt werden, um plötzliche Entladungen, die leicht an den Spitzen im Vakuum auftreten, zu verhindern und damit Überspannungen in den Zuleitungen zu verhüten. In diesem Falle wird der Niederschlag zweckmäßig über seine ganze Länge hin dünn gewählt.

D. R. P. 413 558. Glühkathodenröhre mit reiner Elektronenentladung, bei der eine an ihrem äußeren Teile mit Wärmeausstrahlungsflächen versehene Anode die Glühkathode im geringen Abstande umgibt. Fa. C. H. F. Müller in Hamburg. Patentiert im Deutschen Reiche vom 24. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 11. Mai 1925.

Um eine allzu starke Erhitzung der Anode zu verhüten, ist bereits vorgeschlagen worden, den äußeren Teil einer die Glühkathode in geringem Abstand umgebenden, zylindrischen Anode mit rippenartigen Wärmeausstrahlungs-

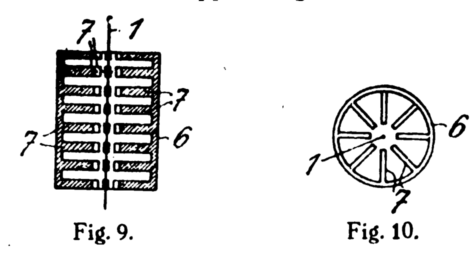


Fig. 9. Fig. 10.

flächen zu versehen, welche die von der Anode aufgenommenen großen Wärmemengen rasch ableiten. Die Wärmeableitung von dem inneren Teile der Anode wird hierbei aber dadurch erschwert, daß die Anode die Glühkathode in Form eines nur an den Stirnflächen offenen Zylinders allseitig umgibt. Infolgedessen können die im Innern des

Anodenzylinders durch die strahlende Wärme der Glühkathode aufgespeicherten Wärmemengen nicht ungehindert in den übrigen Raum der Ventilröhre übertreten, müssen vielmehr erst mittelbar durch die Außenwand der Anode und die darauf angebrachten Rippen weitergeleitet werden. Zur Vermeidung dieses Übelstandes ist nach der Erfindung die Anordnung einer Glühkathodenventilröhre mit reiner Elektronenentladung, bei der die mit Wärmeausstrahlungsflächen versehene Anode die Glühkathode in geringem Abstande umgibt, so getroffen, daß der innere Teil der Anode aus die Glühkathode strahlenförmig umgebenden Stab- oder Rippenkörpern besteht (Fig. 9 und 10), die zwischen sich Durchtrittsöffnungen frei lassen, durch welche die strahlende Wärme der Glühkathode frei in den umschließenden Raum der Röhre übertreten kann, so daß sie nur ganz unwesentlich zur Erwärmung der Anode beiträgt. Gemäß einer zweiten Ausführung nach der Erfindung besteht die Anode aus je mit einer mittleren Öffnung versehenen, mit Abstand übereinander liegenden Platten, und nach einer dritten Ausführung wird die Anode aus hochkant bestehenden, die Glühkathode mit Abstand strahlenförmig umgebenden Platten gebildet.

Erfolgreiche Versuche mit Bordtelephonie.

Mit einer an Bord des Lloyd-Dampfers „Columbus" eingebauten Telephoniestation sind von deren Erbauerin, der Telefunken-Gesellschaft in Gemeinschaft mit der Deutschen Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegrafie (Debeg) und dem Telegraphentechnischen Reichsamt neue Versuche eines funktelephonischen Verkehrs zwischen dem auf See befindlichen Dampfer und Landsprechstellen gemacht worden, wobei die drahtlosen Gespräche von der Küstenstation Norddeich aufgenommen und von dort auf das Drahtfernsprechnetz übergeleitet wurden. Die Versuche erstreckten sich auf die Herstellung eines sogenannten „Gegensprechbetriebes", d. h. eines ununterbrochenen wechselseitigen Ferngespräches eines Teilnehmers an Bord mit einem Teilnehmer eines Ortsanschlusses an Land. Der außerordentliche Vorteil des Gegensprechens gegenüber den bisherigen Versuchen einer funktelephonischen Verbindung zwischen Schiff und Land besteht darin, daß bisher die an Bord befindliche Station zur Entgegennahme der Antwort von Land immer erst von Senden auf Empfang, d. h. von Sprechen auf Hören umgeschaltet werden mußte. Diese an und für sich zwar nur durch einen einzigen Handgriff erfolgende Umschaltung erschwert aber einen funktelephonischen Verkehr zwischen See und Land praktisch sehr, da es bei dieser Art des Verkehrs nicht möglich ist, dem Sprechenden in die Rede zu fallen, sondern stets gewartet werden muß, bis der jeweils Sprechende selbst aufhört. Der Gegensprechbetrieb wird dagegen für beide Teilnehmer sich in nichts von einem normalen Ferngespräch unterscheiden, wie es sonst an Land über Drahtfernleitungen vor sich geht. Die bisherigen Versuche an Bord des „Columbus" haben das erfreuliche Ergebnis gezeitigt, daß das Problem des Gegensprechens von Bord an Land und umgekehrt als praktisch gelöst angesprochen werden kann. Lediglich bei der Weiterleitung der Bordtelephonie auf die Landdrahtleitungen haben sich noch gewisse Schwierigkeiten ergeben, die aber ebenfalls in kurzer Zeit beseitigt sein dürften. Die Telefunken-Gesellschaft beabsichtigt nunmehr, in Gemeinschaft mit der Debeg den Einbau und die versuchsweise Inbetriebnahme von etwa 10 derartigen Gegensprechstationen an Bord deutscher Überseedampfer. Man hofft mit den eingehenden Erprobungen bis Frühjahr 1926 soweit zu gelangen, daß im Sommer 1926, d. h. in etwa einem Jahr, ein telephonischer Verkehr mit hoher See via Norddeich mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit aufgenommen werden kann. Die Auswirkung eines derartigen Sprechverkehrs zwischen Schiff und Land wird besonders für die Kreise des Handels und der Industrie außerordentlich stark sein.

Deutscher Erfolg im Luftfunkverkehr.

Auf der Luftverkehrslinie Stockholm-Danzig sind in diesen Tagen erfolgreiche Versuche drahtloser Verständigung mit dem Flugzeug unternommen worden. Auf einem der Wassergroßflugzeuge der Type „Dornier Wal", die auf dieser Linie verkehren, war eine neue Spezialfunkstation für Verkehrsflugzeuge von der deutschen Telefunken-Gesellschaft eingebaut worden. Die Versuche ergaben eine klare Verständigung mit Danzig unmittelbar nach dem Start von Stockholm, d. h. auf eine Entfernung von rund 600 km. Mit Funktelephonie wurden 200 km überbrückt. Diese Telefunken-Flugzeugstation besitzt eine Sendeleistung von nur 30 Watt in der Antenne. Sie ist mit einer Notsenderanlage versehen, die bei einer Notlandung des Flugzeuges auf dem Wasser gestattet, auf der Motorengondel einen 6 m hohen Hilfsmast aufzurichten und die mit Hilfe einer Notantenne eine funktelegraphische Verständigung auf 150 km, eine -telephonische auf 50 km ermöglicht. Das Gewicht der gesamten Stationsanlage beträgt 70 kg. Von der neuen Telefunken-Flugzeugstation werden vorerst vier zum Einbau in den Postraum der „Dornier Wal" Flugzeuge gelangen. Zwei Stationen sind für die Luftverkehrslinie Danzig-Stockholm bestimmt, während die anderen zwei wahrscheinlich auf der Fluglinie Stockholm-Helsingfors in Betrieb kommen werden.

Eine deutsche Funkstation für die rumänische Königs-Yacht.

Auf der Yacht des Königs von Rumänien „Stephan cel Marc" wird z. Zt. von der Telefunken-Gesellschaft Berlin eine vollständige Station für funktelegraphischen und -telephonischen Verkehr eingebaut. Die Station ist von der gleichen Art, wie die seit einiger Zeit an Bord der großen deutschen Übersee-Dampfer in Betrieb sind, und deren Zwischenkreis-Röhrensender eine Telegraphierleistung von 750 Watt im Antennenkreis besitzt.

Originalartikel, Referate und wissenschaftliche Berichte werden gut honoriert. An Stelle des Honorars werden auch Sonderabdrucke geliefert, deren Höhe von Fall zu Fall bei Einlieferung des Manuskriptes mit der Redaktion zu vereinbaren ist.



Band 26 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

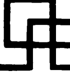
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 26 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Das elektrostatische Feld in Röhren mit Ringgitter.

Von **O. Emersleben.**

§ 1.

Das elektrostatische Feld zylindrischer Anordnung.

Die Wirkungsweise einer Elektronenröhre beruht bekanntlich [1]) auf dem durch die Spannung der Elektroden gegeneinander hervorgerufenen elektrostatischen Feld, das bei Betriebsbedingungen ohne Raumladung ohne weiteres für die Berechnung der Vorgänge in der Röhre benutzt werden kann, während, falls gleichzeitig eine große Anzahl Elektronen im Felde vorhanden sind, diese beispielsweise dadurch näherungsweise berücksichtigt werden können, daß man ein anderes Potential und größere Dicke des Glühdrahts zugrunde legt und für diese „Ersatzform" der Röhre das statische Feld berechnet.

Da zur Bestimmung des elektrostatischen Feldes die räumliche Differentialgleichung

$$^{3}\Delta u = 0$$

zu lösen ist (mit den Randbedingungen, daß auf jeder Leiteroberfläche u konstant ist), die auch in anderen Gebieten der Technik eine grundlegende Rolle spielt (z. B. Hydrodynamik: beliebige Bewegung idealer Flüssigkeiten [2]), Filterbewegung zäher Flüssigkeiten [3])) ließ sich für einige elektrische Anordnungen die zugehörige Potentialfunktion leicht angeben. Für andere, insbesondere solche mit einem ausgesprochenen „Gitter", führten eigens zu diesem Zweck ausgeführte Rechnungen zum Ziel.

Als Konstruktionselemente dienten bei den so berechneten Röhren im allgemeinen:

als Glühdraht ein gerader dünner Kreiszylinder;

als Anode eine Ebene oder ein Kreis-Zylinder;

als Steuerelektrode eine Ebene, ein oder mehrere — zu ebenem oder kreiszylindrischem Gitter zusammengefügte parallele — dünne kreiszylindrische Drähte, deren nächste je gleichen Abstand hatten (Gitter).

Unter den hiernach möglichen Kombinationen wurden berechnet:

a) mit ebener Anode:

Steuerelektrode eben, parallel zur Anodenebene [4]);

Steuerelektrode ein Draht parallel zur Kathode, die Ebene durch beide Drähte steht senkrecht auf der Anode [4]);

b) mit kreiszylindrischer Anode:

Steuerelektrode ein ebenes Gitter [5]);

Gitter die Kanten eines Prismas [5a]) mit regelmäßigem Vieleck als Normalschnitt; Glühdraht in der Mittelachse des Zylinders (Kreisteilungsgitter) [4]) [6]) [6a]). Röhren dieser Art mit doppeltem Gitter wurden von Frl. Schirmann berechnet [7]).

Alle diese Anordnungen sind so beschaffen, daß das Potential sich in Richtung parallel zur Kathodendrahtachse nicht ändert. Tatsächlich wurde also in allen Fällen nur eine Lösung von

$$\Delta u = 0$$

---

[1]) H. G. Möller, Die Elektronenröhren. 2. Aufl. Braunschweig 1922, S. 20.

[2]) H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik (deutsch von J. Friedel) Leipzig 1907, S. 23.

[3]) O. Emersleben, Wie fließt das Grundwasser? Die Bautechnik 2 (1924), S. 73/76.

[4]) M. v. Laue, „Über die Wirkungsweise der Verstärkerröhren". Annalen der Physik IV. 59 (1919), S. 465—492. „Die elektrostatische Deutung der kennzeichnenden Kurven bei Verstärkerröhren." Dies. Jahrbuch 14 (1919), S. 245—259.

[5]) W. Schottky, Über Hochvakumverstärker II. Archiv f. Elektrotechnik 8 (1919), S. 24. — H. Barkhausen, Elektronen-Röhren I. 2 Aufl. (1924) S. 43.

[5a]) vgl. auch D. Gábor, Berechnung der Kapazität von Sammelschienenanlagen. Arch. f. Elektrot. 14 (1925), S. 257 f.

[6]) M. Abraham, Berechnung des Durchgriffs von Verstärkerröhren. Arch. f Elektrot 8 (1919), S 42—45.

[6a]) Vgl. auch B. v. d. Pol, Über Elektronenbahnen in Trioden. Dies. Jahrbuch 25 (1925), S. 121—131.

[7]) M. A. Schirmann, Berechnung des Durchgriffs von Doppelgitterverstärkerröhren I. Arch f. Elektrot. 8 (1919) S. 441—446.

benutzt, derselben ebenen Differentialgleichung, mit deren Hilfe man die Torsion homogener Prismen[8]) [9]), die Ausbiegung einer nicht biegungssteifen Membran[9]) und die ebene Bewegung zäher Flüssigkeiten[10]) beherrscht und die in der Methode der konformen Abbildung[11]) [6]) ein wertvolles Lösungsmittel besitzt. In diesem Fall fördert übrigens ein bemerkenswerte Analogen das Verständnis der Vorgänge [12]).

Für irgend eine Anordnung von endlicher Länge, deren Potentialfunktion sich auch in Richtung des Glühdrahtes ändert, scheint eine Lösung bisher noch nicht gegeben worden zu sein [10]). In der Tat liegt auch für keinen Fall nichtzylindrischer Anordnung eine Lösung dieses Problems auf der Hand. Die Berechnung von Strahlröhren mit geschlossener Anode, die sehr bemerkenswerte Vorzüge besitzen, ist nur bei einigen Ausführungsformen ohne Steuerelektrode trivial (konfokale Rotationsellipsoide als Anoden- und Kathodenfläche, insbesondere der Spezialfall konzentrischer Kugeln).

Die technische Bedeutung einiger Röhren, deren Feld wirklich von drei Richtungen abhängt, ist groß. Bereits vor fünf Jahren hat Herr v. Laue darauf hingewiesen, daß in derartigen Fällen ganz andere Verhältnisse auftreten können [13]). Überdies macht sich die Abhängigkeit des Feldes von der dritten Richtung wenigstens an den Elektrodenenden bei jeder Anordnung bemerkbar. Diese fühlbare Lücke möchte ich durch die vorliegende Arbeit ausfüllen, indem ich das Potential einiger Anordnungen berechne, die eine ringförmige Steuerelektrode besitzen; ich führe die Berechnung für eine dadurch besonders übersichtliche Anordnung durch, daß ihr die vorhin als trivial hingestellte Konstruktion zweier konzentrischer Kugelschalen zu Grunde liegt, von der sie sich durch Einfügung eines als Steuerelektrode dienenden zu konzentrischem Kreise gebogenen Drahtes unterscheidet. Ich tue dies in drei Schritten:

1. Berechnung des Potentials eines Kreisrings für sich allein (§ 2),
2. Berechnung des Potentials eines Kreisringes mit konzentrischer — innerhalb oder außerhalb befindlicher — Kugel (§ 3);
3. Berechnung des Potentials eines Kreisringes mit konzentrischer Kugel innerhalb und außerhalb (§ 4).

Die sich dabei ergebenden Werte der Kapazität haben auch über das Gebiet der Strahlröhrentechnik hinaus Interesse, da Leiteranordnungen ähnlicher Art — insbesondere solche, die dem Kreisring nahe stehen, in der Elektrotechnik und bei elektrostatischen Messungen häufig sind.

§ 2.

Das elektrostatische Feld eines Kreisringes.

a) Berechnung.

Unter einem Rotationskreisring (in folgendem kurz „Ring") vom Umdrehungsradius d und dem Wulstradius w verstehe ich den durch Umdrehung eines Kreises vom Radius w um eine in seiner Ebene im Abstande d von seinem Mittelpunkt liegende Gerade als Achse entstehenden Körper (vergl. Fig. 1). Entsprechend seinem zweifachen Zusammenhang besitzt ein Ring zwei Querschnittarten: Einen Schnitt, durch den der Ring in zwei Teile zerfällt, nenne ich Durchschnitt ($\mathfrak{D}$ der Fig. 1 b), einen Schnitt, durch den er nicht zerfällt, einen Einschnitt ($\mathfrak{E}$).

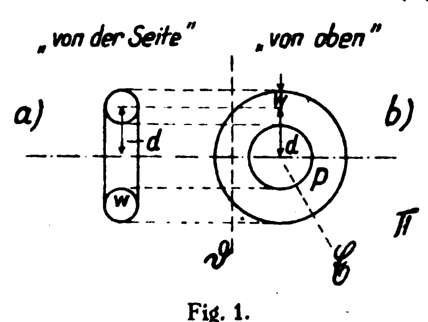


Fig. 1.

Die Aufgabe besteht darin, eine Lösung $u\ (x, y, z)$ der Differentialgleichung ${}^3\Delta u = 0$ zu finden, die auf der Ringfläche konstant ist (beispielsweise $= 1$) und bei über alle Grenzen wachsender Entfernung vom Ring nach allen Richtungen gegen denselben Grenzwert (beispielsweise gegen 0) strebt.

Eine Lösung dieser Aufgabe ist bereits in einer Arbeit „Über das Potential eines Ringes" in Riemanns Nachlaß enthalten[14]), von deren Ergebnissen wir jedoch im vorliegenden Spezialfall keinen Gebrauch machen werden, da hier eine weniger umfassende aber einfachere Methode zum Ziel führt.

Es sei $P\ (x, y, z)$ ein Punkt innerhalb des Ringes oder auf seinem Rande, $\Pi\,(x, y, z)$ einer außerhalb des Ringes oder auf dem Rande. Nach den Grundergebnissen der Elektrostatik[15]) genügt für jede (höchstens im Innern des Ringes von 0 verschiedene nach Riemann integrierbare) Dichtefunktion $\varrho\,(P)$ das Volumenintegral

$$u\,(\Pi) = \iiint\limits_{\mathfrak{R}} \frac{\varrho\,(P)}{P\Pi}\,d\,v, \tag{1}$$

bei dem mit der Ortsveränderlichen P über das ganze Ringinnere $\mathfrak{R}$ zu integrieren ist, als Funktion der kartesischen Koordinaten der Ortsveränderlichen Π der Differentialgleichung ${}^3\Delta\, u\,(\Pi) = 0$. Ferner gibt es genau ein $\varrho\,(P)$ mit diesen Eigenschaften, für das $u\,(\Pi)$ auf der Ringoberfläche den Wert der gesuchten Konstanten hat.

Allgemein besteht die Lösung des elektrostatischen Problems also darin, daß man für Π als Oberflächenpunkte des Ringes die Integralgleichung

$$\iiint\limits_{\mathfrak{R}} \frac{\varrho\,(P)}{P\Pi}\,d\,v = 1 \tag{2}$$

nach ϱ auflöst und mit der so gefundenen elektrischen Dichte die zur Berechnung von (1) nötigen Quadraturen ausführt. Die Gesamtladung des Ringes ist dann

$$E = \iiint\limits_{\mathfrak{R}} \varrho\,(P)\,d\,v\,. \tag{3}$$

Aus Symmetriegründen ist klar, daß man im vorliegenden Fall ϱ nur auf einer einzigen kreisförmigen Einschnittfläche des Ringes zu kennen braucht. Die Bestimmung von ϱ vereinfacht sich so von einer drei- zu einer zweidimensionalen Frage.

---

[8]) A. Schleusner, Fortschritte in der Behandlung des Torsionsproblems. Jahrbuch des Deutschen Betonvereins 1920.
C. Weber, Die Lehre der Verdrehungsfestigkeit. Berlin (V. D. I.) 1921, S. 17.

[9]) L. Prandtl, Zur Torsion von prismatischen Stäben. Physikalische Zeitschrift 4 (1903), S. 758—759.

[10]) Lamb, a. a. O. [2]) S. 675.

[11]) L. Bieberbach, Einführung in die konforme Abbildung. Berlin (Göschen) 1915, S. 137—141.

[12]) F. Bartels, Eine Analogie zwischen zweidimensionaler Hydrodynamik und Elektrostatik. Phys. Zs. 21 (1920), S. 349—351.

[13]) a. a. O. [1]) S. 486.

[14]) B. Riemann, Gesammelte mathematische Werke. 2. Aufl. Leipzig 1892, S. 431—436.

[15]) M. Abraham und A. Föppl, Theorie der Elektrizität I 6. Aufl. 1921, S. 95.

Ich mache den Ansatz: „$\varrho = 0$ überall auf dieser Kreisfläche **außer** in einem Punkt" (der nicht der Mittelpunkt zu sein braucht) und werde nachher zeigen, daß sich dieser Punkt so wählen läßt, daß die sich ergebende Potentialfunktion eine brauchbare Näherung darstellt. Dieser geladene Punkt des Einschnitts entspricht bei der Rotation einem geladenen Kreis, dessen Halbmesser h sei.

Demgemäß habe ein Kreisumfang vom Halbmesser $h > 0$ die konstante elektrische Liniendichte ε, d. h. die Elektrizitätsmenge ε auf die Längeneinheit. In der Kreisebene benutze ich Polarkoordinaten r, ψ mit dem Kreismittelpunkt

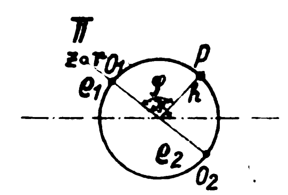


Fig. 2.

als Anfang; z sei der Abstand des Punktes Π von dieser Ebene; $r = h$, $\psi = \omega$ und $z = 0$ seien die Koordinaten des geladenen Punktes P (Fig. 2, $\varphi = \psi - \omega$). Dann ist das Potential dieser Elektrizitätsverteilung:

$$u(\Pi) = \int_0^{2\pi} \frac{\varepsilon \cdot h \cdot d\psi}{\sqrt{z^2 + r^2 + h^2 - 2rh\cos\varphi}}$$

$$= \varepsilon \cdot h \cdot \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{z^2 + r^2 + h^2 - 2rh\left(1 - 2\sin^2\frac{\varphi}{2}\right)}}.$$

Ich führe „Bipolarkoordinaten" ein, indem ich setze:

$$\varrho_1^2 = z^2 + (h - r)^2,$$
$$\varrho_2^2 = z^2 + (h + r)^2, \text{ wo } \varrho_1 \geqq 0,\ \varrho_2 > 0\ .$$

ϱ_1 ist also die Entfernung von Π zum nächsten, ϱ_2 die zum fernsten Punkt des geladenen Kreises. Dann ist für $\varrho_1 \neq 0$:

$$u(\Pi) = \frac{\varepsilon h}{\varrho_1} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{d\chi}{\sqrt{1 + \frac{4rh}{\varrho_1^2} \cdot \sin^2\frac{\chi}{2}}},$$

wegen $\varrho_2^2 - \varrho_1^2 = 4rh$:

$$= \frac{4\varepsilon h}{\varrho_1} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{\varrho_2}{\varrho_1}\right)^2 - 1\right]\sin^2\varphi}}. \tag{4}$$

Entsprechend ergibt sich:

$$u(\Pi) = \frac{4\varepsilon h}{\varrho_2} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^2\right]\sin^2\varphi}}. \tag{5}$$

Setzt man wie in (3) die Gesamtladung

$$\varepsilon \cdot 2h\pi = E \tag{6}$$

und bedient man sich der üblichen[16]) Schreibweise für die vollständigen elliptischen Integrale erster Gattung $K(k)$, so erhält man aus (5):

$$u(\Pi) = \frac{2E}{\pi \cdot \varrho_2} K\left(\sqrt{1 - \frac{\varrho_1^2}{\varrho_2^2}}\right), \tag{7}$$

aus (4):

$$= \frac{2E}{\pi \cdot \varrho_1} K\left(i\sqrt{\frac{\varrho_2^2}{\varrho_1^2} - 1}\right) \tag{8}$$

Die Aufgabe, das Potential einer mit Ladung belegten Kreislinie (= eines geladenen sehr dünnen Drahtes!) zu bestimmen, ist daher in der Weise gelöst, daß es sich als eine wohlbekannte und tabulierte[16]) Funktion der Bipolarkoordinaten jedes Punktes ergeben hat. In der ersten Darstellungsweise ist der Modul

$$k = \sqrt{1 - \frac{\varrho_1^2}{\varrho_2^2}}$$

rein reell; sehr handlich sind in diesem Fall die Tafeln, in denen $k = \sin\alpha$ gesetzt ist. Es wird: $\alpha = \arcos\frac{\varrho_1}{\varrho_2}$.

$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = k'$ ist der zu k komplementäre Modul. In der zweiten Darstellung ist der Modul rein imaginär.

b) Folgerungen.

Für jeden Punkt der Rotationsachse des Kreises ist $\varrho_1 = \varrho_2$, wegen $K(0) = \frac{\pi}{2}$ somit $u = \frac{E}{\varrho_2}$. Auf allen Punkten der Achse hat das Potential also einen Wert, als ob die ganze Ladung in einem Punkt des Kreises vereinigt wäre.

Um für beliebige Lage von Π ein klares Bild über den Verlauf der Funktion u zu bekommen, will ich annehmen, die Gesamtladung sei in einem Punkt vereinigt, und das Potential dieser Ladungskonzentration mit dem wirklich von kreisförmiger Ladungsverteilung hervorgerufene Potential vergleichen. Insbesondere sei bei gegebenem Π der Punkt des Kreises, der von Π am weitesten entfernt ist, der Vereinigungspunkt der Ladung. Er würde das Potential $\frac{E}{\varrho_2}$ hervorrufen. Man entnimmt dann aus (7):

Satz 1: In jedem Punkt des Raumes verhält sich das Potential eines gleichmäßig geladenen Kreises zum Potential des mit derselben Gesamtladung geladenen von jenem Punkte fernsten Punktes des Kreises wie das vollständige elliptische Integral erster Gattung, dessen komplementärer Modul gleich dem Verhältnis der Entfernungen zwischen Aufpunkt und dem nächsten bzw. fernsten Punkt des Kreises ist, zu $\frac{\pi}{2} \cdot u(\Pi)$ Kreisring: $u(\Pi)$ fernster Punkt

$$= K\left[\sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_1}\right)^2}\right] : \frac{\pi}{2}, > 1 \text{ für } \varrho_1 < \varrho_2. \tag{9}$$

Fig. 3 stellt einen Schnitt durch Aufpunkt Π und Kreismittelpunkt O senkrecht zur Kreisebene dar.

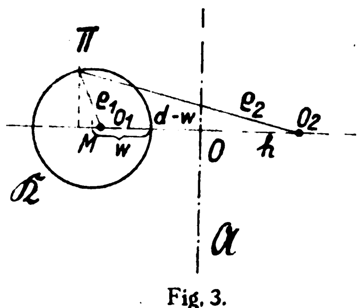


Fig. 3.

Der geometrische Ort konstanten Verhältnisses $\varrho_1 : \varrho_2$ der Bipolarkoordinaten ist bekanntlich ein apollonischer Kreis zu den beiden Polen O_1 und O_2. ($\mathfrak{K}$ in Fig. 3, Mittelpunkt M.) Durch Rotation der Fig. 3 um die Mittelachse $\mathfrak{A}$ ergibt sich zu dem bei der Rotation entstehenden Kreis durch O_1 und O_2 aus $\mathfrak{K}$ ein „Apollonischer Ring". Aus Satz 1 folgt:

[16]) E. Jahnke — F. Emde, Funktionentafeln. Leipzig 1909. S. 46, 47, 68.

Satz 2: Für alle Punkte eines zu einem geladenen Kreis gehörigen Apollonischen Ringes ist das Produkt aus Potential dieses Kreises in einem Punkte des Ringes und Entfernung desselben Punktes zum $\begin{Bmatrix}\text{weitesten}\\ \text{nächsten}\end{Bmatrix}$ Punkte des Kreises konstant.

$$\varrho_2\, u\,(II) = \text{Funktion nur von } \varrho_1 : \varrho_2, \tag{10}$$

$$\varrho_1\, u\,(II) = \text{Funktion nur von } \varrho_1 : \varrho_2. \tag{11}$$

(10) folgt aus (7) bzw. (9), (11) aus (8).

Ein Ring mit den Radien d und w ist apollonisch zu einem Kreise vom Radius h, wenn

$$h^2 = d^2 - w^2. \tag{12}$$

Dabei schwankt ϱ_2 auf dem Ring zwischen den Werten $h + d - w$ und $h + d + w$. Wie eine kurze Rechnung ergibt, ist die Differenz der Extrema von $\frac{1}{\varrho_2}$ für kleine $w : d$, d. h. für relativ kleine Drahtdicken, nur wenig größer als $w : 2\,d^2$, während $\frac{1}{\varrho_2}$ von der Größenordnung $1 : 2\,d$ ist. Aus dem oberen Teil von Satz 2 folgt daher der für uns wichtige

Satz 3: Bis auf einen relativen Fehler vom Gesamtbetrag des Verhältnisses $w : d$ der beiden Ringradien ist das Potential auf einem Rotationskreisring konstant, wenn es durch den Kreis mit gleichmäßiger Belegung erzeugt wird, zu dem der Ring apollonisch ist.

Der Wert dieses Potentials ergibt sich aus (7). Dabei ist

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{h - (d - w)}{h + (d - w)},$$

nach (12):

$$= \frac{\sqrt{d+w} - \sqrt{d-w}}{\sqrt{d+w} + \sqrt{d-w}}, \tag{13 a}$$

also

$$k = \sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^2}$$

$$= \frac{\sqrt{4\sqrt{d^2 - w^2}}}{\sqrt{d+w} + \sqrt{d-w}}$$

$$= \frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}. \tag{13 b}$$

Setze ich dabei unter Vernachlässigung der Glieder der Ordnung $\frac{w}{2\,d}$ $\varrho_2 = 2\,d$, so ist die Gesamtladung C des Ringes, die auf ihm das Potential 1 erzeugt, d. h. seine Kapazität, nach (3) gleich der Gesamtelektrizitätsmenge des geladenen Kreises, d. h.:

$$C = \frac{\pi\, d}{K\left(\frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}\right)} \tag{14}$$

und die Ladung auf die Längeneinheit dieses Kreises

$$\varepsilon = \frac{1}{2\,K(k)}. \tag{15}$$

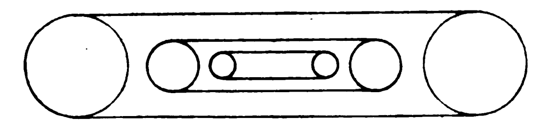


Fig. 4.

Daß nach (14) bei konstantem $w : d$, d. h. bei ähnlichen Ringen (vgl. Fig. 4), die Kapazität eines Ringes seinem Radius d proportional ist, folgt auch bereits aus dem allgemeinen Satz, wonach die Kapazität ähnlicher Leiter einer Länge dieses Leiters proportional ist. Daneben gibt (14) aber die nicht minder wichtige Abhängigkeit der Kapazität vom Verhältnis $w : d$ der beiden Radien.

c) Einzelheiten.

Zur Erläuterung der Ergebnisse dieses Paragraphen, insbesondere der Formeln (7) und (8), (14) und (15) sei daran erinnert, daß für $|k| < 1$ K durch eine Potenzreihe dargestellt ist:

$$\frac{2}{\pi} K(k) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[(2\,n)!]^2}{(2\cdot n!)^4}\, k^{2n} =$$

$$= 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 k^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 k^4 + \left(\frac{1\cdot 3\cdot 5}{2\cdot 4\cdot 6}\right)^2 k^6 + \cdots \tag{16}$$

Berücksichtigt man nur das konstante Glied, so erhält man in diesem Grad der Näherung denselben Wert für das Potential, wie wenn die Gesamtladung in einem Punkt vereinigt wäre — nämlich im fernsten Punkt des Ringes, wenn man nach (7) rechnet, im nächsten Punkt, wenn man in (8) diesen gröbsten Näherungswert einsetzt. Für sehr kleine k, also insbesondere für sehr große Entfernungen vom Ring, mag diese Näherung genügen. Je geringer die Entfernungen, um so höhere Potenzen von k müssen berücksichtigt werden. Diese geben somit den Einfluß der eigentlichen ringförmigen Gestalt wieder. Dieser Einfluß verschwindet nur für $k = 0$, d. h. für alle Punkte der Rotationsachse des Ringes.

Auf jedem apollonischen Kreis $\varrho_1 : \varrho_2 =$ konst. $\mathfrak{K}$ um O_1 in Fig. 3, die einen Schnitt $\psi =$ konst., also eine r, z — Ebene darstellt, ist nach (7) u umgekehrt proportional der Entfernung von O_2, also rechts größer als links. Die Kurven $u =$ konst. unterscheiden sich daher insofern von Kreisen, als sie in der linken Halbebene nach links zu abgestumpft sind, nach rechts zu eine Nase haben, die für die Höhenlinie durch den Anfangspunkt $r = 0$ zu einer Ecke wird. Die durch den Mittelpunkt O des Ringes gehende Höhenlinie hat daher diesen Punkt zum Doppelpunkt. Mit Annäherung an den Ring dagegen (d. h. z. B. an den Punkt O_1) nähern sich die Äquipotentiallinien asymptotisch der Gestalt von Kreisen, deren Durchmesser gegen Null strebt.

Fig. 5 stellt hiernach erhaltene Niveaulinien $u =$ konst. dar, aus Symmetriegründen in der Hauptsache auf eine Viertelebene $r \geq 0$, $z \geq 0$ beschränkt.

Der Doppelpunkt tritt für $\varrho_1 = \varrho_2 = h$ auf, d. h. nach (7) für

$$u = \frac{E}{h} = 2\,\pi\,\varepsilon. \tag{17}$$

Die Fläche $u = \frac{E}{h}$ hat also einen Selbstdurchdringungspunkt. Für $u < \frac{E}{h} = 2\,\pi\,\varepsilon$ sind die Äquipotentialflächen geschlossen und einfach zusammenhängend. Sie nähern sich mit $u \longrightarrow 0$ asymptotisch der größten ihnen einschreibbaren Kugel. Für $u > \frac{E}{h} = 2\,\pi\,\varepsilon$ zerfallen die Kurven der Fig. 5 in je zwei Ovale, die symmetrisch um O_1 und O_2 verlaufen. Die Flächen $u =$ konst. sind dann also auch geschlossen, aber zweifach zusammenhängend. Sie nähern sich für $u \longrightarrow \infty$ asymptotisch den kleinsten Kreisringen, die ihnen umschreibbar sind (und deren Wulstradius selbst gegen Null strebt).

Die Stromlinien, also in einem Feld, das durch Raumladungen und andere Elektroden außerhalb des Ringes nicht gestört wird, die Bahnen der Elektronen, sind in zwei Fällen Grade:

1. der Halbstrahl $z = 0$, $r \geqq h$.

Alle Elektronen, die den Ring auf der Außenseite in der Symmetrieebene verlassen, folgen diesem nach außen zu gehenden Halbstrahl.

2. die Strecke $z = 0$, $r \leqq h$ und die beiden Halbstrahlen $r = 0$, $z \geqq 0$ und $r = 0$, $z \leqq 0$.

Fig. 6 stellt den asymptotischen Verlauf einer Stromlinie schematisch dar.

Der Beweis für obige Behauptung liegt darin, daß um einen Einschnitt des Ringes, der senkrecht zu den den Ring erzeugenden Kreisen verläuft, wie es für jede Ebene ψ = konst. der Fall ist, in erster Näherung (d. h. wenn man die Krümmung vernachlässigt) alle Richtungen gleichberechtigt sind; in der Grenze für große Entfernungen sind aber ebenfalls alle Richtungen gleichberechtigt (wenn man nämlich die Ausdehnung des geladenen Ringes gegenüber der großen

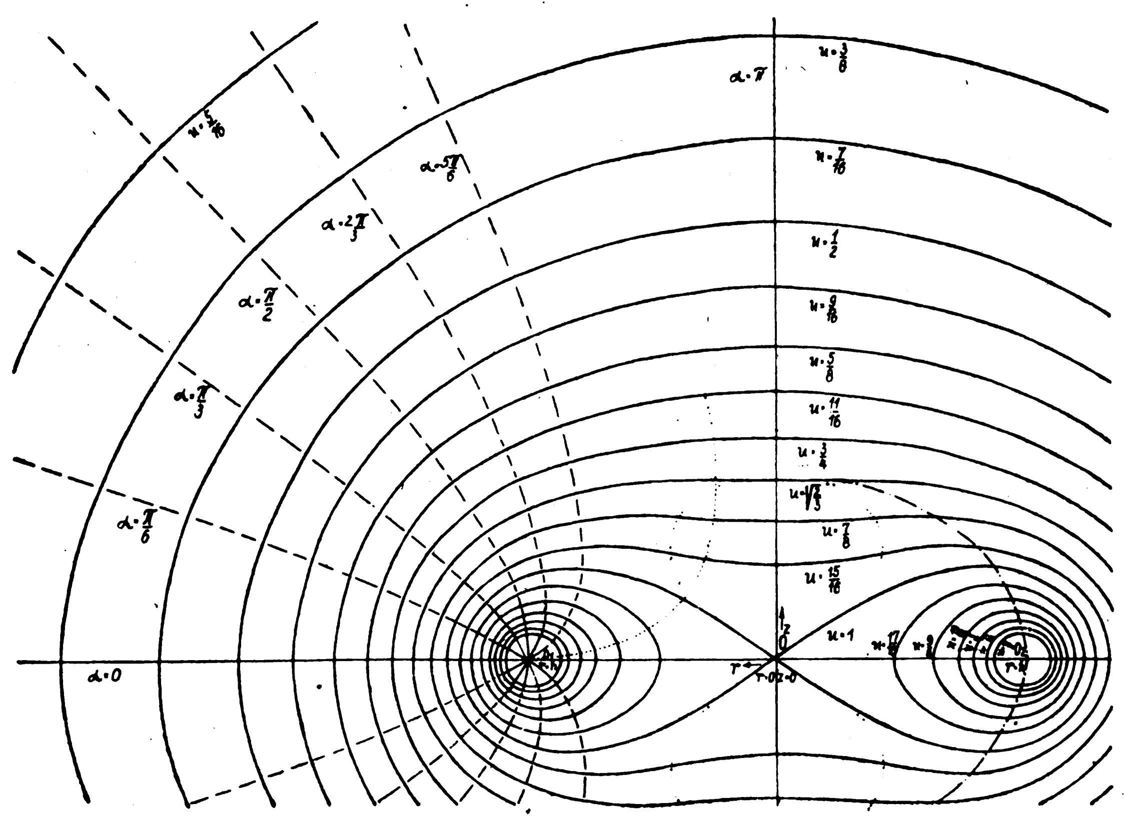


Fig. 5.

Alle Elektronen, die den Ring in der Symmetrieebene in der Innenseite verlassen, folgen der von diesem Punkt nach O zu gehenden Strecke. Falls sie wegen ihrer, wenn auch geringen, Trägheit über O hinausgehen, kommen sie nach O zurück. In dieser Hinsicht ist also ihre Bahn stabil und eindeutig bestimmt. Von O aus biegen sie im rechten Winkel um und bewegen sich längs einer „Hälfte" der Rotationsachse des Ringes. Ob auf dem oberen oder unteren Halbstrahl, ist jedoch zufälligen Unsymmetrien überlassen. In dieser Hinsicht ist O also ein Punkt ausgesprochener Labilität der Bewegung und Zweideutigkeit der Richtung.

Die beiden Tatsachen, daß von den Stromlinien, die in der Symmetrieebene verlaufen, die äußere geradezu nach außen hin verläuft, die innere gerade nach innen hin und dann im rechten Winkel umbiegt, um längs der Rotationsachse nach außen zu laufen, ordnen sich einer allgemeinen Bemerkung unter:

Verläßt eine Stromlinie den Ring in einer solchen Richtung, daß der Winkel zwischen der Abgangsrichtung und dem nach außen gehenden Halbstrahl der Symmetrieebene den Wert α hat, so biegt die Stromlinie soweit um, daß sie in der Grenze für große Entfernungen einen Halbstrahl zur Asymptote hat, der mit derselben Grundrichtung den Winkel $\alpha/2$ einschließt.

Entfernung vernachlässigt). Die Stromlinien, die sich in Nähe eines Einschnitts des Ringes auf ein Intervall $-\pi < \alpha \leq \pi$ verteilen, verteilen sich aber wegen des Vorhandenseins des gegenüberliegenden Ringeinschnitts für große Ent-

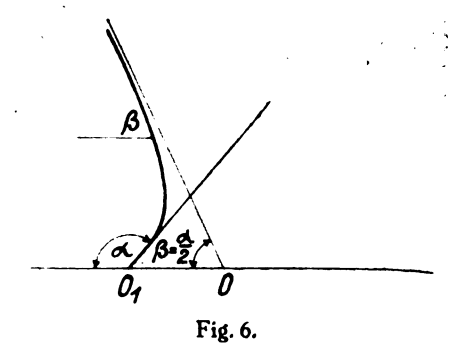


Fig. 6.

fernungen nur noch auf ein Intervall $-\frac{\pi}{2} < \beta < \frac{\pi}{2}$, wo β ihren Richtungswinkel gegenüber der Grundrichtung bedeutet. Wegen der gleichmäßigen Verteilung auf diese Winkelräume in der Grenze für sehr große und kleine Entfernungen ist daher für alle α $\beta \longrightarrow \frac{\alpha}{2}$.

Diese Bemerkungen über den Verlauf der Elektronenbahnen gelten natürlich — im umgekehrten Sinn — auch bei den Bewegungen zur Steuerelektrode hin — für die Elektronen, die vom Gitter angezogen werden. Sie geben ferner auch für den Fall, daß eine Kathode vorhanden ist, einen Überblick über die Bahnen in einiger Entfernung vom Glühdraht, während man für die Elektronenbahnen in größerer Nähe des Glühdrahts näherungsweise die Steuerelektrode als zylindrisch ansehen kann.

Fig. 5 zeigt ferner (gestrichelt) den Verlauf der Elektronenbahnen, wenn nur ein Ring vorhanden ist. In Fig. 5 wurde der Umdrehungsradius des Ringes zu $h = 3^1/_3$ cm angenommen. Beide Kurvenscharen verlaufen senkrecht zueinander. Für die Bezifferung der Aquipotentialkurven ist überdies $\varepsilon = \frac{1}{2\pi}$ gesetzt worden.

Bemerkenswert und leicht zu übersehen sind die Verhältnisse auf der Rotationsachse $r=0$. Auf dieser ist nach (7):

$$u = \frac{E}{\varrho_1} = 2\pi\varepsilon \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2+z^2}}, \tag{18 a}$$

das Potentialgefälle auf ihr:

$$-\frac{du}{dz} = \frac{Ez}{(h^2+z^2)^{3/2}}. \tag{18 b}$$

Es hat ein Maximum, wenn:

$$\frac{d^2u_e}{dz^2} = E \cdot \frac{3z^2-(h^2+z^2)}{(h^2+z^2)^{5/2}} = E \cdot \frac{2z^2-h^2}{(z^2+h^2)^{5/2}}$$

$$= 0 \text{ ist, d. h.: wenn } z = \frac{h}{\sqrt{2}}. \tag{16 c}$$

Oder für:

$$u = \frac{E}{h}\sqrt{\frac{2}{3}}. \tag{16 d}$$

Das Auftreten solcher Punkte maximalen Gefälles auf Stromlinien unterscheidet das Ringpotential von einfacheren Potentialen, z. B. dem einer Kugel. In Fig. 5 ist die durch diesen Punkt gehende Kurve

$$u = \sqrt{\frac{2}{3}} = 0{,}8165\,.. \tag{19 a}$$

gezeichnet; während sonst im allgemeinen für Vielfache von $^1/_{16}$ die Aquipotentiallinien gezeichnet sind, ist dafür die der Linie (19a) benachbarte Kurve

$$u = \frac{13}{16} = 0{,}8125 \tag{19 b}$$

ausgelassen worden. Die Kurve (19a) hat übrigens — aus demselben Grunde — die Eigenschaft, daß an dieser Stelle die Krümmung 0 ist; aus Symmetriegründen hat sie natürlich keinen Wende- sondern einen Flachpunkt, d. h. die Tangente an die Höhenlinie berührt sie von der vierten Ordnung.

Für alle Punkte auf der Rotationsachse möge die Krümmung der Kurven $u =$ konst. berechnet werden.

Für einen beliebigen Punkt einer Kurve $u\,(r,\,z) =$ konstant ist der Krümmungsradius P, da u als Potentialfunktion in beiden Veränderlichen zweimal stetig differentierbar ist [17],

$$P = -\frac{(u_r^2+u_z^2)^{3/2}}{u_{rr}u_z^2 - 2u_{rz}u_ru_z + u_{zz}u_r^2} \tag{20}$$

(dabei bedeuten die Indizes Ableitungen nach der betreffenden Veränderlichen).

[17]) v. Mangoldt, Einführung in die höhere Mathematik II, 2. Aufl. Leipzig 1919, S. 440.

Für alle Punkte mit horizontaler Tangente $u_r = 0$, also insbesondere für die Rotationsachse, ist für reguläre Punkte, wenn also nicht auch $u_z = 0$;

$$P = -\frac{u_z}{u_{rr}} \tag{20a}$$

Auf der Rotationsachse ist ferner:

$$u_{xx} = u_{yy} = u_{rr}, \tag{21}$$

also wegen $^3\Delta u = 0$:

$$u_{zz} = -(u_{xx}+u_{yy}) = -2u_{rr}. \tag{21}$$

Daher ist für alle rotationssymmetrischen Potentialfunktionen auf ihrer Rotationsachse der Krümmungsradius:

$$P = \frac{2u_z}{u_{zz}}. \tag{22}$$

Nach (18b) und (16c) ist im vorliegenden Fall:

$$P = 2z \cdot \frac{h^2+z^2}{h^2-z^2} \tag{22a}$$

Wenn z nach (18a) als Funktion von u ausgedrückt wird, ist:

$$P = \left(\frac{u}{E}\right)^2 \frac{\sqrt{\left(\frac{u}{E}\right)^2 - h^2}}{\frac{3}{2}h^2 - \left(\frac{u}{E}\right)^2} \tag{22b}$$

O mit $u = \frac{E}{h}$ ist wegen $u_r = u_z = 0$ ein singulärer Punkt der Krümmung. Um die Richtung der Tangente in diesem Doppelpunkt zu bestimmen, beachte ich, daß die Steigung der Tangente:

$$z' = \frac{dz}{dr} = -\lim_{u \to \frac{E}{h}} \frac{u_r}{u_z} = -\lim_{\substack{r=0\\ z=0}} \frac{u_r(r,z)}{u_z(r,z)} = -\frac{u_{rr}+u_{rz}z'}{u_{zr}+u_{zz}z'}.$$

Wegen $u_r(0\,,z) = 0$ ist $\qquad$ (23)

$u_{rz}(0\,,z) = 0$. Aus Stetigkeitsgründen:

$u_{zr}(0\,,0) = 0$.

Also: $z' = -\frac{u_{rr}}{u_{zz}z'}$; nach (21):

$$z'^2 = +\frac{1}{2}\,; \quad z' = \pm\frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{24}$$

D. h.: Der Anfangspunkt ist ein Doppelpunkt, dessen Tangente mit jeder Richtung der r-Achse den Winkel

$$\operatorname{atg}\frac{1}{\sqrt{2}} = 35^0\ 16' \text{ einschließt.}$$

Im Punkt $u = \frac{E}{h}\sqrt{\frac{2}{3}}$ hat nach dem Obigen die Äquipotentiallinie auf der z-Achse $\left(z = \pm\frac{h}{\sqrt{2}},\ r = 0\right)$ einen Flachpunkt; für $u = \frac{E}{h}$ hat sie im Anfang $O\,(z = 0,\ r = 0)$ einen doppelten Wendepunkt. Für die Gestalt der Aquipotentialfläche von Interesse ist die Kurve, die durch die Gesamtheit aller vier reellen Wendepunkte aller Kurven $\frac{E}{h} \geq u \geq \frac{E}{h}\sqrt{\frac{2}{3}}$ gebildet wird. Sie verläuft symmetrisch zur r- und zur z-Achse, hat im Anfang einen reellen Doppelpunkt. In Fig. 5 ist diese Wendepunktkurve durch einige Punktepaare angedeutet.

Direktes physikalisches Interesse hat eine andere Kurve, die die z-Achse auch in dem Flachpunkt schneidet: In diesem (mit $u_{zz} = 0$) hat das Gefälle der Stromlinien ein Maximum

$$-u_z = +\frac{2E}{3^{3/2}h^2}. \tag{24}$$

Durch diesen Punkt geht also auch die Kurve der Punkte maximalen Gefälles jeder Stromlinie, auf denen die Elektronen also (abgesehen von den Punkten der Ringnähe, wo dafür auch die größte Arbeit — die Ablösungsarbeit — gegen den Flachpunkt. Für $\alpha = \pi$ jedoch ist zuletzt für alle Punkte (nämlich sobald die halbe Rotationsachse Stromlinie wird) $\beta = \frac{\pi}{2}$; eine Abkehr findet nicht mehr statt. In Fig. 5 ist (strich-punktiert) die rechte Hälfte der Kurve der Abkehrpunkte eingetragen. Ferner ist von O ausgehend außer den (gestrichelten) Stromlinien $\alpha = n\frac{\pi}{6}$ eine Stromlinie (punktiert) gezeichnet, deren α sehr nahe unter π liegt und die der Rotationsachse nahe dem Flachpunkt am nächsten kommt.

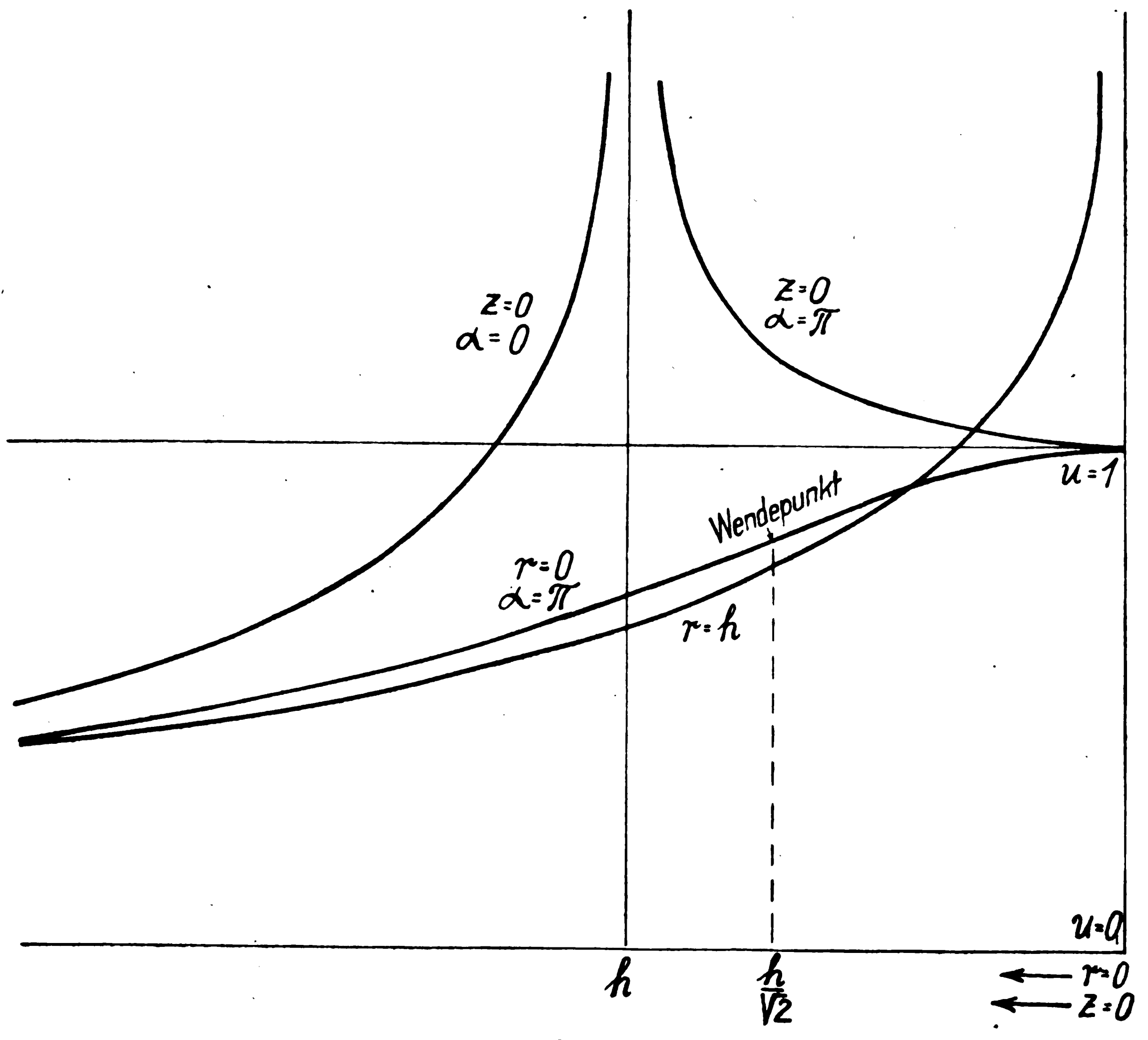


Fig. 7.

zu leisten ist) ihre größte Beschleunigung bekommen. Ihr entspricht eine Kurve, auf der die Beschleunigung der Elektronen ein relatives Minimum ist.

Noch auf eine dritte Punktmenge sei aufmerksam gemacht, von der auf jeder Stromlinie genau einer liegt, wenn (Fig. 6) $\pi > \alpha \geq \frac{\pi}{2}$: die Punkte größter Nähe an der Rotationsachse („Abkehrpunkte"), in denen die Tangenten an die Stromlinien parallel zur Rotationsachse, d. h. die Tangentialebenen an die Äquipotentialflächen parallel zur Ringebene verlaufen.

Für $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ist der Ringpunkt selbst dieser Punkt, für größere α nähert sich die Stromlinie erst der Rotationsachse, während monoton β gegen $\frac{\alpha}{2} < \frac{\pi}{2}$ abnimmt. Für $\alpha \to \pi$ wird für diese Abkehrpunkte $\beta \to \frac{\pi}{2}$, sie streben

Fig. 7 stellt das Gefälle der beiden Stromlinien $\alpha = 0$ und $\alpha = \pi$ dar, letztere bis zum Knick $r = 0$ von der Asymptote $r = h$ nach rechts abwärts, dann längs der Rotationsachse nach links abwärts. Ferner die Parallele $r = h$ zur Rotationsachse, die durch den Ring geht, $z = 0$ also zur Asymptote hat und nach links zu (mit wachsendem z) ohne Wendepunkt monoton fällt.

§ 3.

Das elektrostatische Feld eines Ringes mit konzentrischer Kugel.

a) Allgemeines.

Die Ergebnisse des vorigen Paragraphen, die das Potential eines Kreisringes auf eine der bekanntesten nicht elementaren Funktionen zurückführen, liefern die Grundlage zur Potentialberechnung auch für den Fall, daß der Ring mit einer konzentrischen Kugel umgeben ist und im

Innern eine konzentrische Kugel hat. Im vorliegenden Paragraphen soll nur eine der beiden Kugeln berücksichtigt werden.

Die Potentialflächen des Ringes nähern sich, wie aus § 2c ersichtlich, für große Entfernungen der Kugelgestalt. Eine weit außerhalb des Ringes liegende mit diesem konzentrische kugelförmige Anode kann daher näherungsweise durch dieselbe Potentialfunktion berücksichtigt werden; die Ergebnisse dieses Paragraphen werden also, was die Anode betrifft, erst für dem Ring nahegelegene Anoden besondere Bedeutung gewinnen.

Anders für die Kathode im Innern des Ringes: die Äquipotentialflächen um den Ringmittelpunkt sind keine geschlossenen Flächen. Daher läßt sich keine Kathodenform finden, für die die berechnete Potentialfunktion allein auch nur als ungefähres Bild ausreicht. Um die Verhältnisse in der Nähe einer kugelförmigen Kathode kennen zu lernen, sind daher die folgenden Überlegungen in erster Linie bestimmt; zumal da in der Nähe des Glühdrahtes gewisse feine Unterschiede im Kraftlinienverlauf einen besonders großen Einfluß haben. Ist es doch für das Verständnis der Wirkungsweise der Röhre von sehr großer Bedeutung zu wissen, an welcher Stelle der Drahtoberfläche das Potential ansteigt, die durch die Wärmebewegung ausgelösten Elektronen also abbefördert werden, und an welchen Stellen das Potential fällt, die durch ihre geringe Eigengeschwindigkeit bewegten Elektronen also größtenteils zum Draht zurückgetrieben werden.

Zur Lösung der gestellten Aufgabe läßt sich das Thomsonsche Spiegelungsprinzip, das Kugelschalen dadurch zu Äquipotentialflächen macht, daß punktförmige Ladungen an der betreffenden Kugeloberfläche gespiegelt werden, oder seine Vereinfachung für zylindrische Anordnung, bei der Kreiszylindermäntel dadurch zu Äquipotentialflächen gemacht werden, daß auf Geraden gleichmäßig verteilte Ladungen an dem Zylinder gespiegelt werden, nicht ohne weiteres anwenden.

Durch ein Spiegelungsverfahren, das diese besonderen Verhältnisse berücksichtigt, werde ich für jede mit dem Ring konzentrische Kugel einen jenseits der Kugel liegenden zweiten, entgegengesetzt geladenen Kreis nachweisen, dessen Feld zusammen mit dem Feld des ersten die Kugel zur Äquipotentialfläche macht. Unter Berücksichtigung eines einfachen geometrischen Hilfssatzes wird dies leicht aus den Ergebnissen des vorigen Paragraphen folgen.

Hilfssätze. 1. Zu einem Paar komplanarer konzentrischer Kreise gibt es genau eine Kugel mit der Eigenschaft, daß von jedem Punkt der Kugel aus das Verhältnis der beiden Bipolarkoordinaten in Bezug auf den einen Kreis gleich demselben Verhältnis in Bezug auf den andern Kreis ist.

2. Für alle Punkte dieser Kugel hat das Verhältnis der Entfernung vom nächsten Punkt des einen Kreises zur Entfernung vom nächsten Punkt des andern Kreises denselben Wert.

3. Das Quadrat dieses Verhältnisses ist gleich dem Verhältnis der beiden Kreisradien.

4. Die Kugel liegt zwischen den beiden Kreisen.

5. Ihr Radius ist gleich dem geometrischen Mittel aus den beiden Kreisradien.

Es seien h und $\bar{h}$ die Radien der beiden Kreise. Zum Beweis der Hilfssätze genügt Betrachtung eines zur Kreisebene senkrechten Schnitts, der durch den Mittelpunkt O der beiden Kreise geht und der das Kreispaar in zwei symmetrisch zu O liegenden Punktepaaren P_1, $\bar{P}_1$ (links) und P_2, $\bar{P}_2$ (rechts) schneidet:

$$\overline{P_1 O} = \overline{P_2 O} = h;$$

$$\overline{\bar{P}_1 O} = \overline{\bar{P}_2 O} = \bar{h}.$$

Bringt man nun in der Ebene, in der ein mit E geladener Kreis mit Radius h das Ringpotential erzeugt, konzentrisch einen mit $-\bar{E}$ geladenen Kreis mit Radius $\bar{h}$, so ist das Gesamtpotential beider Ladungen nach (7), § 2a:

$$u(II) - \bar{u}(II) = \frac{2}{\pi} \left| \frac{E}{\varrho_2} \cdot K\left(\sqrt{1 - \frac{\varrho_1^2}{\varrho_2^2}}\right) - \right.$$

$$\left. \frac{\bar{E}}{\bar{\varrho}_2} \cdot K\left(\sqrt{1 - \frac{\bar{\varrho}_1^2}{\bar{\varrho}_2^2}}\right) \right| \tag{4}$$

In einem Punkt II der konzentrischen Kugel vom Radius $\sqrt{h \bar{h}}$ ist nach dem Hilfssatz 3:

$$\bar{\varrho}_1 = \sqrt{\frac{\bar{h}}{h}} \cdot \varrho_1; \quad \bar{\varrho}_2 = \sqrt{\frac{\bar{h}}{h}} \cdot \varrho_2.$$

insbesondere also:

$$\varrho_1 : \varrho_2 = \bar{\varrho}_1 : \bar{\varrho}_2.$$

Danach ist:

$$u - \bar{u} = \frac{2}{\pi \varrho_2} \left[E - \bar{E} \sqrt{\frac{h}{\bar{h}}} \right] \cdot K\left[\sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_1}{\varrho^2}\right)^2}\right]$$

$$= 0 \text{ für } \bar{E} = \sqrt{\frac{\bar{h}}{h}} \cdot E. \tag{5}$$

Für die Ladung pro Längeneinheit ist dann entsprechend:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{h}{\bar{h}}} \cdot \varepsilon.$$

In diesem Fall ist

$$u - \bar{u} = u_2(II) = \frac{2}{\pi} E \left| \frac{1}{\varrho_2} K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^2}\right) - \right. \tag{6}$$

$$\left. - \sqrt{\frac{\bar{h}}{h}} \cdot \frac{1}{\bar{\varrho}_2} \cdot K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{\bar{\varrho}_1}{\bar{\varrho}_2}\right)^2}\right) \right|,$$

ist also eine Potentialfunktion, die auf der Kugel um O mit Radius $\sqrt{h\bar{h}} = 0$ ist, bei $E > 0$ bei Annäherung an den Kreis mit Radius h positiv, an den Kreis mit Radius $\bar{h}$ negativ über alle Grenzen wächst und mit wachsender Entfernung von O gegen 0 strebt. In O selbst ist:

$$u_2(O) = E\left(\frac{1}{h} - \sqrt{\frac{\bar{h}}{h}} \cdot \frac{1}{\bar{h}}\right) \tag{7}$$

$$= \frac{E}{\sqrt{h}}\left(\frac{1}{\sqrt{h}} - \frac{1}{\sqrt{\bar{h}}}\right).$$

Die Kugel mit Radius $\sqrt{h\bar{h}}$ ist übrigens das einzige Gebiet, auf dem $u = 0$ ist. In dem ganzen Äußeren der Kugel ist u größer als 0, im ganzen Innern der Kugel negativ, wenn $\bar{h} < h$, sonst umgekehrt (folgt aus dem Satz, daß eine Potentialfunktion in keinem regulären Punkt einen größten oder kleinsten Wert annehmen kann).

Von jetzt ab behandle ich die beiden Aufgaben, die in diesem Paragraphen zusammengefaßt sind, getrennt.

b) Ring in der Kugel.

Eine ringförmige Elektrode, auf der das Potential 1 herrschen soll, sei umgeben von einer kugelförmigen (konzentrischen) Anode vom Radius a, auf der das Potential 0 herrsche.



Die zweite Bedingung ist durch die oben angegebene Funktion u_2 von selbst erfüllt, wenn $\bar{h} = \frac{a^2}{h}$ gesetzt wird. Um die erste zu erfüllen, genügt es E entsprechend zu wählen. Wenn in (6) II ein Punkt des Ringes und $u = 1$ ist, wird E gleich der Kapazität C des Ringes wie in § 2, doch diesmal in Bezug auf die umgebende Kugel. Es ist danach:

$$C = \frac{\frac{\pi}{2}}{\frac{1}{\varrho_2} \cdot K\left(\sqrt{1 - \frac{\varrho_1^2}{\varrho_2^2}}\right) - \frac{a}{h} \cdot \frac{1}{\bar{\varrho}_2} \cdot K\left(\sqrt{1 - \frac{\bar{\varrho}_1^2}{\bar{\varrho}_2^2}}\right)}, \tag{8}$$

wobei für ϱ und $\bar{\varrho}$ die Bipolarkoordinaten eines Punktes der inneren Ringoberfläche zu setzen sind. Für den ersten Teil des Nenners verwende ich mit demselben Grad der Annäherung die frühere Formel (14) des § 2. Für den zweiten Teil kann ich $h = d$ setzen. Für verhältnismäßig weite Anoden erhält man dann immer noch einen Wert, der bedeutend genauer ist, als wenn man mit der Formel (14) des § 2 gerechnet hätte. Für enge Anoden, für die diese Annäherung noch nicht ausreicht, kann man von der strengen Formel (8) ausgehen. Wenn nun die Anode hinreichend weit ist **o d e r** der Draht dünn genug, so erhält man:

$$\bar{\varrho}_1 = \bar{h} - h, \quad \bar{\varrho}_2 = \bar{h} + h, \quad \text{also:}$$

$$k^2 = \frac{4 h \bar{h}}{(\bar{h} + h)^2} = \frac{4 a^2}{\left(\frac{a^2}{h} + h\right)^2}; \quad k = \frac{2}{\frac{a}{d} + \frac{d}{a}}. \tag{9}$$

Mithin:

$$C = \frac{\frac{\pi d}{2}}{K\left(\frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}\right) - \frac{1}{\frac{a}{d} + \frac{d}{a}} \cdot K\left(\frac{2}{\frac{a}{d} + \frac{d}{a}}\right)} \tag{10}$$

Hieraus ersieht man, wie die Kapazität des Ringes sich vergrößert, je enger er in die Kugel eingeschlossen ist. Zum Vergleich sei daran erinnert, daß die Kapazität einer Anordnung, bei der der Ring durch eine Kugel vom Halbmesser d ersetzt ist (d. h. die Kapazität zweier konzentrischer Kugeln der Radien d und $a > d$) in der ganz ähnlichen Gestalt (11)

$$C = \frac{d}{1 - \frac{1}{\frac{a}{d}}} \tag{11}$$

geschrieben werden kann.

Trotz der beträchtlichen zahlenmäßigen Unterschiede im Werte der Kapazität nach (10), je nachdem, wie groß der Anodenradius genommen wird, besteht doch eine grundsätzliche Übereinstimmung mit der Aufgabe des vorigen Paragraphen, die hieraus durch den Grenzübergang $a \to \infty$ hervorgeht. Eine bestimmte Art prinzipieller Übereinstimmung besteht ferner mit der soeben zum Vergleich herangezogenen an sich ja viel einfacher zu berechnenden Kapazität zweier konzentrischer Kugeln. In allen diesen Fällen sind **z w e i** Randgebiete gegeben, auf denen das Potential je einen konstanten Wert annimmt: Die Oberfläche des Ringes bzw. der inneren Kugel einerseits und die Oberfläche der umgebenden Kugel bzw. das unendlich Ferne andererseits. Unter Verwendung je einer additiven und multiplikativen Konstante genügt zur Angleichung an die beiden gegebenen Randwerte **e i n e** Potentialfunktion. Entsprechend gibt es **e i n e** Konstante, die das Verhältnis der zum Hervorrufen einer Potentialdifferenz nötigen Ladung zu dieser Potentialdifferenz angibt: **D i e** Kapazität der Anordnung.

c) R i n g u m d i e K u g e l.

Wesentlich anders [6a]) liegen die Verhältnisse, wenn die Kugel von einem konzentrischen Ring **u m g e b e n** wird, da dann drei verschiedene Gebiete vorliegen, in denen das Potential je einen konstanten Wert annimmt: auf der leitenden Kugel, auf der leitenden Ringoberfläche und bei über alle Grenzen wachsender Entfernung von diesen beiden Flächen. Im letzteren Falle strebe das Potential gegen 0. Damit haben wir über die additive Konstante verfügt. Es sei u_r diejenige Potentialfunktion, die auf dem Ring den Wert 1, auf der Kugel den Wert 0 annimmt und u_k die Potentialfunktion, die auf der Kugel den Wert 1 und auf dem Ring den Wert 0 annimmt. Die allgemeinste Potentialfunktion, die auf dem Ring den Wert x und auf der Kugel den Wert y annimmt, erhält man dann durch Superposition

$$u = x \cdot u_r + y \cdot u_k. \tag{12}$$

Die beiden „Teilpotentiale" u_r und u_k genügen also zur Beschreibung einer jeden Potentialverteilung. So wie es im Fall eines einzigen Leiters für viele Zwecke der Elektrotechnik ausreicht, statt der Potentialfunktion im ganzen Raum nur die Ladung zu kennen, die eine bestimmte Potentialdifferenz erzeugt, so ist es auch im vorliegenden Fall für Vereinfachungen von Interesse, die Ladungen C_{rr} und C_{rk} zu berechnen, mit denen man den Ring bzw. die Kugel aufladen muß, um das Potential u_r zu erzeugen und die Ladungen C_{kk} und C_{kr}, mit denen man Kugel und Ring aufladen muß, um das Potential u_k zu erzeugen.

Die Kugel (die als Kathode in Frage kommt) habe den Radius k. Sie habe zunächst das Potential 0. Sie in diesem Fall als „geerdet" zu bezeichnen, erscheint nicht ratsam, da man sonst auf die Feldveränderungen Rücksicht nehmen müßte, die durch diese Erdung, d. h. eine leitende Verbindung zu einem in sehr weiter Entfernung befindlichen Punkt, hervorgerufen wird. Übrigens wird man nach Kenntnis der gegenseitigen Kapazität C_{rk} wissen, durch welche Ladung man die Kugel auf das Potential 0 bringen kann, nachdem sie infolge Aufladung des Ringes mit der Ladung C_{rr} ein positives Potential erhalten hat.

Zur Berechnung von u_r lassen sich die Ergebnisse des Teiles a dieses Paragraphen ohne weiteres anwenden. Dort setze ich

$$h = d; \quad \bar{h} = k^2 \cdot d; \quad (\bar{h} < h). \tag{13}$$

Nach (5) ist
$$C_{rk} = \frac{k}{d} \cdot C_{rr}. \tag{14}$$

Es mögen ϱ die Bipolarkoordinaten in Bezug auf einen Kreis vom Radius d, $\bar{\varrho}$ die Bipolarkoordinaten in Bezug auf einen Kreis vom Radius $\frac{k^2}{d}$ sein. Dann ergibt sich aus (6):

$$u_r(II) = \frac{2}{\pi} C_{rr} \left| \frac{1}{\varrho_2} K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^2}\right) - \frac{h}{d} \cdot \frac{1}{\bar{\varrho}_2} K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{\bar{\varrho}_1}{\bar{\varrho}_2}\right)^2}\right) \right|. \tag{15}$$

3

Indem ich für die Koordinaten die auf der Ringoberfläche geltenden Werte einsetze, erhalte ich $u_r = 1$, hieraus den Wert für C_{rr}. Abweichend von (9) muß ich diesmal

$$\varrho_1 = h - \bar{h} \tag{9'}$$

setzen, alles übrige bleibt wie in Teil *b*. Beim Quadrieren fällt auch dieser einzige Vorzeichenunterschied weg. Daher erhält man mit derselben Annäherung, mit der (10) galt, für die Kapazität des Ringes bei Anwesenheit der Kugel:

$$C_{rr} = \frac{\pi d}{K\left(\frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}\right) - \frac{1}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}} \cdot K\left(\frac{2}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}}\right)}. \tag{16}$$

Aus (14) folgt dann für den Induktionskoeffizienten des Ringes auf die Kugel:

$$C_{rk} = \frac{\pi k}{K\left(\frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}\right) - \frac{2}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}} \cdot K\left(\frac{2}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}}\right)}. \tag{17}$$

Um u_k zu berechnen, bedarf ich einer von u_r unabhängigen Potentialfunktion. Eine solche ist der reziproke Wert der Entfernung von irgend einem Punkt. Es bedeute ϱ eine Entfernung vom gemeinsamen Mittelpunkt O des Ringes und der Kugel. Ich beschränke mich auf so dünne oder so weite Ringe, daß die nachfolgende Näherung ausreicht. ($w : d$ muß klein genug sein). Es ist dann:

$\frac{k}{\varrho}$ eine Potentialfunktion, die

$= 1$ auf der Kugel,

$= \frac{k}{d}$ (mit hinreichender Näherung) auf dem Ring.

Also ist:

$$u_k = k\left(\frac{1}{\varrho} - \frac{u_r}{d}\right) \tag{18}$$

eine Potentialfunktion, die

$= 1$ auf der Kugel,

(ungefähr) $= 0$ auf dem Ring. Also ist nach (15)

$$u_k = k \cdot \left[\frac{1}{\varrho} - 2 \cdot \frac{\frac{1}{\varrho_2} K\left(\sqrt{1-\left(\frac{\varrho_1{}^2}{\varrho_2}\right)}\right) - \frac{k}{d} \cdot \frac{1}{\varrho_2} K\left(\sqrt{1-\left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^2}\right)}{K\left(\frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}\right) - \frac{1}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}} K\left(\frac{2}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}}\right)}\right] \tag{19}$$

das gesuchte andere Teilpotential. Insbesondere ist:

$$C_{kr} = \frac{k}{d} \cdot C_{rr}, \tag{20}$$

d. h. nach (14): $C_{kr} = C_{rk}$, wie aus einem allgemeinen Satz bekannt.[18]) Ferner ist die Kapazität der Kugel bei Anwesenheit des Ringes:

$$C_{kk} = k - \frac{k}{d} \cdot C_{rk} = k - \frac{k^2}{d^2} \cdot C_{rr} = k\left[1 - \frac{\pi \frac{k}{a}}{K\left(\frac{2}{\sqrt[4]{\frac{d+w}{d-w}} + \sqrt[4]{\frac{d-w}{d+w}}}\right) - \frac{1}{\frac{k}{d}-\frac{d}{k}} K\left(\frac{2}{\frac{k}{d}+\frac{d}{k}}\right)}\right]. \tag{21}$$

Aus diesen Formeln kann alles weitere, was für die Fragestellung dieses Paragraphen von Interesse sein könnte, insbesondere der Verlauf der Stromlinien und der Äquipotentialflächen gefolgert werden, ähnlich wie es in § 2 geschehen ist.

§ 4.

Das elektrostatische Feld eines Ringes zwischen zwei Kugeln.

Nunmehr sind alle Hilfsmittel beschafft, um die eigentliche Aufgabe lösen zu können: Die Potentialverteilung um einen Kreisring als Steuerelektrode mit kugelförmiger Kathode im Innern und einer Kugelschale als Anode um diese beiden Körper (alle drei konzentrisch). Die Aufgabe lautet: Gesucht ist die Potentialfunktion, die auf der Oberfläche einer Kugel vom Radius a verschwindet, auf der Oberfläche einer kleineren konzentrischen Kugel vom Radius k den Wert y und dazwischen auf einem konzentrischen Kreisring vom Rotationsradius d und dem Wulstradius w den konstanten Wert x hat.

Entsprechend § 3 c (12) läßt sich das Potential linear durch zwei Teilpotentiale u_r und u_k darstellen, die genau so definiert sind wie dort, nur nicht mit über alle Grenzen wachsender Entfernung gegen 0 streben, sondern auf der Kugel vom Radius a (von Innen her) den Wert 0 annehmen. Ich beschränke mich darauf u_r zu berechnen. u_k folgt daraus unter Verwendung des Potentials $\frac{1}{\varrho}$ und einer Konstanten wie in § 3 c.

Da jedoch zur Berechnung von u_r eine neue Methode angewandt wird, erscheint mir die Mitteilung aller Einzelheiten der Rechnung nicht unerwünscht.

Ich werde die Aufgabe so lösen, daß sie in der Grenze für $w \to 0$ eine strenge Antwort findet. Für hinreichend dünne Drähte als Steuerelektrode gilt die Lösung dann immer noch mit derselben Näherung, auf die ich mich in den letzten beiden Paragraphen gegen Schluß der Rechnung zu beschränken pflegte. Das Charakteristische der Methode wird hieran bereits deutlich. Auch was die gegenseitigen Kapazitäten (Induktionskoeffizienten) anbetrifft, treten im Vorliegenden gegenüber dem § 3 c keine neuen Schwierigkeiten auf.

Das potentialtheoretische Problem lautet nach diesen Vereinfachungen also:

Gesucht die Potentialfunktion, die auf der Oberfläche zweier konzentrischer Kugeln verschwindet und dazwischen auf einem konzentrischen Kreis vom Radius h eine gleichmäßige Belegung mit der Elektrizitätsmenge E trägt.

[18]) R. Gans, Elektrostatik und Magnetostatik. Enzyklopädie der math. Wissensch. V. 2. Leipzig 1907, S. 299.

Fig. 8 stellt einen Schnitt durch den Mittelpunkt senkrecht zur Ringfläche dar.

In vielen Fällen der Praxis wird das Ergebnis des § 3 ausreichen, das man dadurch kennzeichnen kann, daß der Kreis R vom Radius h an der Kugel vom Radius k „gespiegelt" wurde. Für genügend große a ist die Abweichung

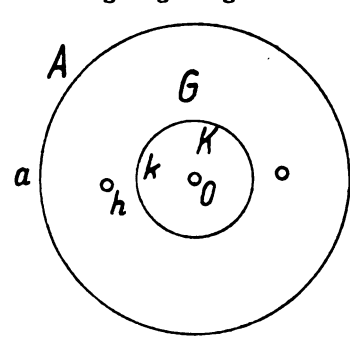


Fig. 8.

auf dieser Kugeloberfläche von einer Konstanten nicht mehr groß. Um jedoch eine bessere Näherung zu erhalten, liegt es nahe, die Ladung h auch an der Kugel vom Radius a zu spiegeln. Nach diesen beiden Spiegelungen hat jedoch die gestellte Aufgabe noch nicht etwa ihre volle Lösung erhalten, denn der Kreis $\bar{R}$ vom Radius $\bar{h} = \frac{k^2}{h}$ im Innern wirkt durch seine Ladung $\bar{E} = -\frac{k}{h} \cdot E$ seinerseits auf die Anode A, der Kreis $\bar{\bar{R}}$ vom Radius $\bar{\bar{h}} = \frac{a^2}{h}$ wirkt durch seine Ladung $\bar{\bar{E}} = -\frac{a}{h} \cdot E$ auf die Kathode K, sodaß Kathode sowohl wie Anode ein mehr oder weniger negatives Potential erhalten haben. Durch die Spiegelung ist der Einfluß des Ringes R (durch dessen Einfluß allein, ohne Spiegelung, auf den beiden Kugelflächen positives Potential herrscht) also überkompensiert. Falls es nicht hinreicht, diesen Überschuß durch eine additive Konstante näherungsweise auszugleichen, kann man den Kreis $\bar{R}$ nunmehr an der Anode und den Kreis $\bar{\bar{R}}$ an der Kathode spiegeln. Hierdurch wird auf beiden Kugelflächen wieder ein positiver Potentialüberschuß erzielt, durch abermalige Spiegelung ein negativer usw. Ich werde zeigen, daß das alternierende Spiegelungsverfahren konvergiert und in der Grenze die gesuchte Potentialfunktion liefert.

Hilfssatz: Wenn ich innerhalb der inneren (oder außerhalb der äußeren) von zwei konzentrischen Kugeln einen konzentrischen Kreis $R = R_0$ vom Radius $r = r_0$ mit der Ladung P_0 aufgeladen habe, so kann ich eine Folge weiterer konzentrischer Kreise $R_1, R_2, \ldots$ (mit Radien $r_1, r_2, \ldots$) aufweisen, wenn ich diese mit den Ladungen $P_1, P_2, \ldots$ auflade, so ist das Gesamtpotential aller Kreise auf der dem Kreis R^0 benachbarten Kugel dasselbe, als seien die andern nicht da, auf der dem Kreis R_0 ferneren Kugel aber gleich 0. Mit anderen Worten: Auf der benachbarten Kugel hebt sich das Potential der Kreise $R_1, R_2, \ldots$ gegenseitig auf, auf der ferneren Kugel das aller Kreise.

Beweis durch wiederholte Spiegelungen nach § 3a. p und q seien die beiden Kugelradien, R_0 sei der Kugel mit Radius p benachbart. Es sei:

$$r_1 = \frac{q^2}{r_0}, \qquad P_1 = -\frac{q}{r_0} P_0;$$
$$r_2 = \frac{p^2}{r_1} = \left(\frac{p}{q}\right)^2 r, \qquad P_2 = -\frac{p}{r_1} P_1 = \frac{p}{q} \cdot P. \tag{1}$$

Allgemein gelte die Rekursionsformel:

$$r_{2\nu+1} = \frac{q^2}{r_{2\nu}}, \quad P_{2\nu+1} = -\frac{q}{r_{2\nu}} \cdot P_{2\nu},$$
$$r_{2\nu+2} = \frac{p}{r_{2\nu+1}} = \left(\frac{p}{q}\right)^2 r_{2\nu}, \tag{2}$$
$$P_{2\nu+2} = -\frac{p}{r_{2\nu+1}} = P_{2\nu+1}\frac{p}{q} \cdot P_{2\nu}.$$

Hieraus folgt für jedes ganzzahlige ν für den Radius:

$$r_{2\nu} = \left(\frac{p}{q}\right)^{2\nu} r, \qquad r_{2\nu+1} = \frac{q^{2\nu+2}}{r \cdot p^{2\nu}} \tag{3}$$

und für die Ladung:

$$P_{2\nu} = \left(\frac{p}{q}\right)^{\nu} P,$$
$$P_{2\nu+1} = -\frac{q^{\nu+1}}{r \cdot p^{\nu}}. \tag{4}$$

Die Spiegelung ist so ausgeführt, daß nach § 3 an der Kugel vom Radius q sich das Potential der Kreise R_2 und $R_{2\nu+1}$, an der Kugel vom Radius p das der Kreise $R_{2\nu+1}$ und $R_{2\nu+2}$ von $\nu = 0$ ab aufhebt. Daher ist die Behauptung des Hilfssatzes bewiesen, daß an der erstgenannten Kugel sich die Ringpotentiale insgesamt aufheben, an der zweiten Kugel alle bis auf die erste, sobald ich gezeigt habe, daß der Einfluß von R_μ für $\mu \to \infty$ gegen Null strebt.

a) Es sei $p > q$ (d. h. R_0 liege außerhalb der äußeren Kugel). Außerhalb der äußeren Kugel befinden sich die Ladungen P_2 mit geraden Indizes. Ihre Entfernung vom nächsten Punkt der nächsten Kugel ist mindestens $r_{2\nu} - p$, das Potential auf die nächste Kugel (abgeschätzt durch die Majorante Ladung: untere Grenze der Entfernungen) höchstens

$$\frac{P_{2\nu}}{r_{2\nu} - p} = \frac{\left(\frac{p}{q}\right)}{\left(\frac{p}{q}\right)^{2\nu} r - p} P \sim \left(\frac{p}{q}\right)^{\nu} P \to 0. \tag{5a}$$

Innerhalb der inneren Kugel befinden sich Ladungen $P_{2\nu+1}$ mit ungeraden Indizes, die vom nächsten Punkt der nächsten Kugel mindestens den Abstand $q - r_{2\nu+1}$ haben. Das Potential in Bezug auf die nächste Kugel ist also dem absoluten Betrage nach höchstens:

$$\frac{|P_{2\nu+1}|}{q - r_{2\nu+1}} = \frac{q^{\nu+1}}{r p^{\nu}\left(q - \frac{q^{2\nu+2}}{r p^{2\nu}}\right)}$$
$$= \frac{(p q)^{\nu}}{r p^{2\nu} - q^{2\nu+1}} \sim \left(\frac{q}{p}\right)^{\nu} \frac{P}{r} \to 0. \tag{6a}$$

Also strebt im Fall a der Einfluß von R_μ auf das gesamte Gebiet zwischen beiden Kugeln gegen 0 mit $\mu \to \infty$.

b) Es sei $p < q$ (d. h. R_0 liege innerhalb der inneren Kugel). Entsprechend ergibt sich, daß das Potential der inneren Ladungen höchstens

$$\frac{P_{2\nu}}{p - r_{2\nu}} = \frac{\left(\frac{p}{q}\right)^{\nu} P}{p - \left(\frac{p}{q}\right)^{2\nu} r} = \frac{(p\, q)^{\nu}\, P}{a\,(q^{2\nu} - p^{2\nu})} \sim \left(\frac{p}{q}\right)^{\nu} \frac{P}{p} \to 0. \tag{5b}$$

Der absolute Betrag des Potentials der äußeren Ladung ist höchstens:

$$\frac{|P_{2\nu+1}|}{r_{2\nu+1} - q} = \frac{\frac{q}{r} \cdot \left(\frac{q}{p}\right)^{\nu} P}{\frac{q^2}{r} \cdot \left(\frac{q}{p}\right)^{2\nu} - q}$$
$$= \frac{(p\, q)^{\nu}\, P}{q^{2\nu+1} - r\, p^{2\nu}} \sim \left(\frac{p}{q}\right)^{\nu} \frac{P}{q} \to 0. \tag{6b}$$

Also strebt auch im Fall b der Einfluß von R_i auf das Gebiet zwischen beiden Kugeln mit $\mu \to \infty$ gegen 0.

Man beachte, daß die Summe dieser Majoranten sogar (wie eine geometrische Reihe) absolut und im ganzen Gebiet G zwischen beiden Kugeln (diese selbst eingeschlossen!) gleichmäßig konvergiert.

Ich werde nunmehr die gesuchte Funktion u_r konstruieren. Es sei

$$K(r) = \frac{2}{\pi\,\varrho_2}\,\mathsf{K}\left(\sqrt{1-\frac{\varrho_1^2}{\varrho_2^2}}\right), \tag{7}$$

wobei die Polarkoordinaten in Bezug auf einen Kreis vom Mittelpunkt O und vom Radius r genommen seien, so daß also nach § 2 (7):

$$u(H) = E\cdot K(h) \tag{7a}$$

Wenn ich zur Konstruktion der gesuchten Funktion von der Potentialfunktion $E\cdot K(h)$ ausgehe, so habe ich damit die für den Kreisring geforderte Bedingung der Singularität bereits erfüllt. Da diese Funktion sonst im ganzen Raum regulär ist, ist notwendig und hinreichend, daß alle übrigen „Konstruktionselemente" der Funktion u_r in G regulär sind. Um den Wert des „Hauptelements" $E\cdot K(h)$, das auf beiden G begrenzenden Kugeln positiv ist, zunächst auf K auf Null zu bringen, addiere ich als weiteres Element

$$-\frac{k}{h}\cdot E\cdot K\left(\frac{k^2}{h}\right);$$

um dies wieder auszugleichen, addiere ich die gesamte Folge der Potentiale, die die Kreise des obigen Hilfssatzes erzeugen, wenn ich dort $p = k$, $q = a$ setze (Fall b), mit

$$P = -\frac{k}{h}\cdot E:$$

$$\sum_{\nu=0}^{\infty} P_\nu\, K(r_\nu)$$

$$= \sum_{\nu=0}^{\infty} P_{2\nu}\, K(r_{2\nu}) + \sum_{\nu=0}^{\infty} P_{2\nu+1}\, K(r_{2\nu+1}), \text{ nach (3) und (4):}$$

$$= P\sum_{\nu=0}^{\infty}\left(\frac{p}{q}\right)^{\nu} K\left(\left(\frac{p}{q}\right)^{2\nu} r\right) - \frac{q}{r}\,P\sum_{\nu=0}^{\infty}\left(\frac{q}{p}\right)^{\nu} K\left(\left(\frac{p}{q}\right)^{2\nu+2}\frac{p^2}{r}\right)$$

$$= -\frac{k}{h}\,E\sum_{\nu=0}^{\infty}\left(\frac{k}{a}\right)^{\nu} K\left(\left(\frac{k}{a}\right)^{2\nu+2}\frac{a^2}{h}\right) + \frac{a}{k}\,E\sum_{\nu=0}^{\infty}\left(\frac{a}{h}\right)^{\nu} K\left(\left(\frac{a}{k}\right)^{2\nu+2} h\right)$$

$$= E\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{a}{k}\right)^{\nu} K\left(h\cdot\left(\frac{a}{k}\right)^{2\nu}\right) - E\,\frac{a}{h}\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{k}{a}\right)^{\nu} K\left(\frac{a^2}{h}\cdot\left(\frac{k}{a}\right)^{2\nu}\right). \tag{8}$$

Aus den obigen Abschätzungen folgt die absolute Konvergenz dieser Reihen.

Um die Wirkung des Hauptelements der Reihe — das übrigens gleich dem Glied der ersten Reihe in (8) mit $\mu = 0$ ist — auch auf A auszugleichen, addiere ich das Element

$$-\frac{a}{h}\cdot K\left(\frac{a^2}{h}\right).$$

Um dies wieder auszugleichen, addiere ich die gesamte Folge der Potentiale der Kreise des Hilfssatzes, wenn ich diesmal

$p = a$, $q = k$ (Fall a) und $P = -\frac{a}{h}\cdot E$ setze.

Man erhält diese Reihe durch Vertauschen von a mit k in (8):

$$E\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{a}{k}\right)^{\nu} K\left(h\cdot\left(\frac{a}{k}\right)^{2\nu}\right) - E\,\frac{k}{h}\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{a}{k}\right)^{\nu} K\left(\frac{k^2}{h}\cdot\left(\frac{a}{k}\right)^{2\nu}\right); \tag{9}$$

denn auch diese Reihe konvergiert mit Rücksicht auf die obigen Abschätzungen absolut.

Zusammenfassend ergibt sich als Lösung der Aufgabe dieses Paragraphen:

$$u_r = E\left[\sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\left(\frac{a}{k}\right)^{\nu} K\left(h\cdot\left(\frac{a}{k}\right)^{2\nu}\right) - \frac{a}{h}\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{k}{a}\right)^{\nu} K\left(\frac{a^2}{h}\cdot\left(\frac{h}{a}\right)^{2\nu}\right) - \frac{k}{h}\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{a}{k}\right)^{\nu} K\left(\frac{k^2}{a}\cdot\left(\frac{a}{k}\right)^{2\nu}\right)\right]. \tag{10}$$

Die Kapazitäten hängen zwar von der Stärke des Ringes ab, die hier nicht festgelegt wurde, trotzdem läßt sich ihr Verhältnis $C_{rr} : C_{rk}$ unabhängig vom Wulstradius aus (10) entnehmen.

Es sei dort $E = C_{rr}$. Dann ist die Ladung C_{rk} im Innern der Kugel K gleich der Summe aller Koeffizienten der Funktionen $K(r)$ in u_r, deren Argument kleiner als k ist. Dies ist der Fall bei den Gliedern mit $\mu < 0$ der ersten Reihe in (10), bei allen Gliedern der zweiten und bei keinem Glied der dritten Reihe. Also:

$$C_{rk} = C_{rr}\left(\frac{a}{h}\sum_{\nu=1}^{\infty}\left(\frac{k}{a}\right)^{\nu} - \sum_{\nu=-1}^{-\infty}\left(\frac{a}{k}\right)^{\nu}\right)$$

$$= C_{rr}\left(\frac{a}{h}-1\right)\cdot\frac{\frac{k}{a}}{1-\frac{k}{a}}$$

$$= C_{rr}\cdot\frac{\frac{a}{h}-1}{\frac{a}{k}-1}. \tag{11}$$

§ 5.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit sind, ohne auf Fragen der Elektronenemission einzugehen, zur elektrostatischen Berechnung der Vorgänge in Elektronenröhren einige neue Wege angegeben worden.

Neben den von andern Verfassern längst berechneten zylindrischen Gitteranordnungen wurde ein Verfahren, ringförmige Steuerelektroden zu berechnen, ausgebildet. Es konnte nicht meine Aufgabe sein, alle Fragen, die an irgend einer der unzähligen möglichen Röhrenformen auftreten können, zu untersuchen. Wenn ich bei der einfachsten Anordnung (§ 2), bei der auf die ringförmige Elektrode allein Rücksicht genommen wurde, den Verlauf der Stromlinien und der Äquipotentialflächen eingehend untersucht habe (Fig. 5), so bin ich bei der späteren Berücksichtigung kugelförmiger Elektroden nicht darauf zurückgekommen, weil dieselben Methoden anwendbar bleiben.

Die Potentialfunktion, die in § 3 für eine kugelförmige Elektrode explizit angegeben wurde, weil ihre Gestalt neue Gesichtspunkte aufwies, wurde in § 4, wo eine zweite Kugelelektrode berücksichtigt wurde, nicht mehr ausgerechnet, da der Weg hierzu offenbar ist.

Aus demselben Grunde habe ich mich auf e i n e n Ring beschränkt, der mit der Kugel konzentrisch war. Andernfalls ist das Spiegelungsprinzip ebenfalls anwendbar. Auch dann hat der Ring einen „Bildring" jenseits der Kugel, wobei die Verbindung jedes Ringpunktes und seines Bildes durch die Kugelmitte geht und Ladungsdichte sowie Lage jedes Punktes sich nach den oben benutzten Gesichtspunkten bestimmen.

Insbesondere lassen sich auch mehrere Ringe, beispielsweise ein dichtes R i n g g i t t e r, in derselben Weise berücksichtigen, wenn nur auf jedem einzelnen Ring aus Symmetriegründen die Ladungsdichte als überall gleichgroß angenommen werden kann. Es bleibt dann noch das Verhältnis der Ladungsdichten der einzelnen Ringe zu bestimmen — eine Aufgabe, die selbst bei verschiedener Stärke der Ringe auf ein System von höchstens ebenso vielen linearen Gleichungen führt, wie Ringe vorhanden sind [19]).

Dasselbe Verfahren, das hier benutzt wurde, um das Potential von Ringen zu berechnen und das die Tatsache ausnützte, daß alle Punkte des das Potential erzeugenden geladenen Kreises einander gleichberechtigt sind, läßt sich auch anwenden, wenn man statt eines aus einem oder mehreren R i n g e n bestehenden Gitter ein aus einem oder mehreren s c h r a u b e n förmig gewundenen Drähten bestehendes Gitter anwendet; denn auch bei einer Drahtachse, die längs einer Schraubenlinie verläuft, ist kein Punkt vor dem andern bevorzugt; alle Punkte der Schraubenlinie sind also mit derselben Dichte zu belegen. Die ausgeführten Methoden sind also nicht auf Röhren mit Rotationssymmetrie beschränkt, und gerade das schraubenförmige Gitter hat ja z. Zt. besonderes praktisches Interesse.

Die vorstehenden Ausführungen beschränken sich auf Röhren mit kugelförmiger Kathode. Gestreckte Kathoden können leicht unter Zuhilfenahme einer entsprechenden Singularität berücksichtigt werden; schraubenförmige Gitter führen von selbst auf eine gerade Kathode, da alle Punkte der Schraubenachse einander gleichberechtigt sind. Auch gestreckte Anoden bilden sich so teils von selbst (bei gestreckten Gittern), teils lassen sich die entsprechenden Potentialfunktionen mit den einfachsten Mitteln der Analysis erzeugen.

Für die Entwicklung der Strahlröhre — wie jedes Zweiges der Technik — scheint es mir wichtig, daß nicht nur qualitative Überlegungen den tatsächlichen Ausführungen vorangehen, sondern daß Berechnungen einen Überblick über das zu Erwartende geben und einen Weg zeigen, bei welchen Konstruktionen in bestimmter Richtung Optima zu erwarten sind. Bisher war für die üblichen Röhrenformen der quantitative Weg nicht gangbar, weil keine Methode existierte, sie auch nur elektrostatisch zu berechnen. Ich hoffe, durch die vorliegende Arbeit für wichtige Röhrenformen diese Lücke ausgefüllt zu haben, zumal wenn ich darauf hinweise, daß auch für manche anderen Gestalten der Röhrenelektroden, insbesondere der Gitter, die Methoden brauchbar sind. Unter Zuhilfenahme der Ergebnisse dieser Arbeit dürfte es möglich sein, das elektrostatische Feld aller wichtigen Röhrenformen mit genügender Näherung zu berechnen.

Wenn auch die Schwierigkeiten, die auf dem Gesetz der Elektronenemission beruhen, hiermit nicht überwunden sind, so dürften sie doch dadurch zu verringern sein, daß man mehr als bisher geschehen berücksichtigt, daß der Glühdraht nicht auf allen Teilen seines Umfanges gleichen Verhältnissen unterliegt, sondern daß an den Stellen, an denen das Potential nach außen steigt, Elektronen emittiert werden, während an Stellen mit Potentialgefälle die Elektronen in der Hauptsache zum Draht zurückgetrieben werden.

Berlin-Tempelhof, 27. November 1924.

[19]) Über eine verwandte Frage (unendlich viele Ringe) vgl. „Het elektrostatisch veld van eene triode" — zwei Aufsätze der Herren G. J. E l i a s u. B. v. d. P o l in der Tydschrift v. h. Nederlandsch Radiogenootschap gev. te Amsterdam 2 (1923—1924).

Die Azimutgleiche und ihre Verwertung bei der Funkortung.

Von **W. Immler.**

I. In der Nautik ist es üblich, den Schiffsort durch den Schnitt zweier Standlinien zu gewinnen. Als solche Standlinien werden gerade Linien angesehen, die als Ersatz für krumme Linien der Erdoberfläche in die Karte eingezeichnet

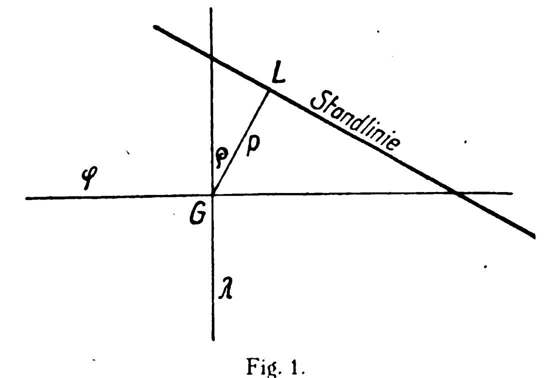


Fig. 1.

werden. Die Ersetzung gekrümmter Linien durch Gerade bedeutet rechnerisch den Übergang zur Tangente der gekrümmten Linie, also die Rechnung mit ersten Differentialen.

Die Methode der Nautik geht so vor, daß sie für einen angenommenen Ort (gegißten Ort) in der Nähe des mutmaßlichen Schiffsortes die zu beobachtende Größe vorausberechnet, mit dem wirklichen Wert vergleicht und aus dem Unterschied auf den senkrechten Abstand p des gegißten Ortes von der Standlinie schließt. Dadurch wird die Konstruktion der Standlinie besonders einfach: Man trägt in der berechneten Richtung ϱ den Abstand p auf und zieht durch den Endpunkt die Senkrechte. Diese ist dann die gewünschte Standlinie. Aus dem Schnitt zweier so gezeichneter Standlinien ergibt sich der Schiffsort bei der Beobachtung.

II. Bei der Funkortung wird das am Beobachtungsort durch den Peilrahmen festgestellte Azimut α_0 der von der Funkstation ankommenden Welle beobachtet. Dieses Azimut α_0, sowie die Koordinaten der Funkstation (φ_0, λ_G) sind die gegebenen Größen. Bedeutet λ den Längenunterschied eines Punktes der Erdoberfläche gegenüber der Funkstation, φ seine Breite, so ist

$$F = \operatorname{cotg} \alpha \sin \lambda - \cos \varphi \operatorname{tang} \varphi_0 + \sin \varphi \cos \lambda = 0 \quad (1)$$

die Gleichung der Azimutgleiche[1]).

[1]) Bezüglich der früheren Literatur über die Azimutgleiche verweise ich auf die Anmerkungen in meinen früheren Aufsätzen über die Azimutgleiche in den „Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie" 1917, S. 273 ff., S. 381 ff; 1921, S 182 ff., 1925, S. 127 ff.



Die Richtung der Normalen im Punkte φ, λ der Azimutgleiche für das Azimut a ergibt sich aus

$$\operatorname{cotg} \varrho = -\frac{\delta F}{\delta \varphi} : \frac{\delta F}{\delta \lambda \cos \varphi}.$$

Nun ist

$$\frac{\delta F}{\delta \varphi} = \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi_0 + \cos \varphi \cos \lambda$$

$$\frac{\delta F}{\delta \lambda} = \operatorname{cotg} a \cos \lambda - \sin \varphi \sin \lambda$$

demnach

$$\operatorname{cotg} \varrho = \frac{(\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi_0 + \cos \varphi \cos \lambda) \cos \varphi}{\sin \varphi \sin \lambda - \operatorname{cotg} a \cos \lambda}$$

Multipliziert man Zähler und Nenner mit $\sin \lambda$ und setzt $\operatorname{cotg} a \sin \lambda$ aus 1) ein, so ergibt sich

$$\operatorname{cotg} \varrho = \frac{(\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi_0 + \cos \varphi \cos \lambda) \cos \varphi \sin \lambda}{\sin \varphi - \cos \varphi \cos \lambda \operatorname{tg} \varphi_0}$$

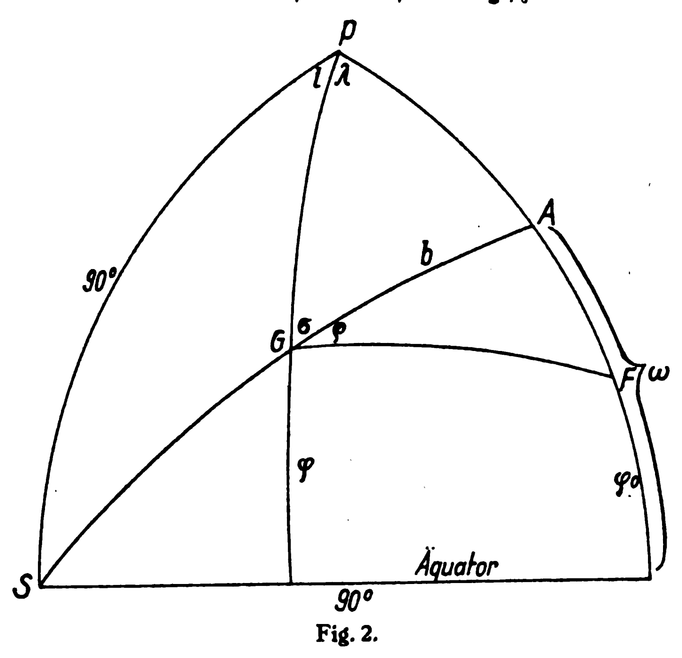


Fig. 2.

Transformiert man nun die Koordinaten φ, λ auf die Koordinaten b, ω, wobei b das Lot GA von dem Punkte G auf den Großkreis durch den Meridian der Funkstation ist und ω der Winkel des Großkreises SG mit dem Äquator bedeutet, so ergeben sich aus dem rechtwinkligen sphärischen Dreieck die Transformationsgleichungen

$$\sin b = \cos \varphi \sin \lambda \tag{2}$$

$$\operatorname{cotg} \omega = \cos \lambda \operatorname{cotg} \varphi \tag{3}$$

Bei Division des Zählers und Nenners durch $\sin \varphi$ geht dann $\operatorname{cotg} \varrho$ über in

$$\underline{\operatorname{cotg} \varrho} = \frac{\operatorname{tg} \varphi_0 + \operatorname{cotg} \omega}{1 - \operatorname{cotg} \omega \operatorname{tg} \varphi_0} \cdot \sin b = \underline{\sin b \operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0)} \tag{4}$$

Dieses ϱ ist an den Meridian anzutragen, und die Tangente verläuft dann senkrecht zu dieser Richtung.

Geht eine Azimutgleiche mit dem Azimut a durch den Punkt φ, λ, so wird eine Azimutgleiche mit dem Azimut $a_0 = a + da$ in der Nähe des Punktes G vorbeilaufen. Man erhält den Abstand des Punktes G von der neuen Azimutgleiche a_0, wenn man die Hessesche Normalform in den laufenden Koordinaten $d\varphi$ und $d\lambda \cos \varphi$ durch Differentiation herstellt:

$$\frac{\delta F}{\delta a} \delta a + \frac{\delta F}{\delta \varphi} \delta \varphi + \frac{\delta F}{\delta \lambda} \delta \lambda = 0.$$

Das gibt die Gleichung, da $\frac{\delta F}{\delta a} = -\operatorname{cosec}^2 a \sin \lambda$ ist:

$$\operatorname{cosec}^2 a \sin \lambda \, da - (\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi_0 + \cos \varphi \cos \lambda) \, d\varphi + (\sin \varphi \sin \lambda - \operatorname{cotg} a \cos \lambda) \, d\lambda = 0.$$

Multipliziert man die Gleichung mit $\cos \varphi$ und setzt in dem Term in $d\varphi$ den Ausdruck $\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_0 = \operatorname{cotg} a \sin \lambda + \sin \varphi \cos \lambda$ aus 1) ein, so wird die Gleichung

$$\operatorname{cosec}^2 a \cos \varphi \sin \lambda \, da - (\operatorname{cotg} a \sin \varphi + \cos \lambda) \, d\varphi + (\sin \varphi \sin \lambda - \operatorname{cotg} a \cos \lambda) \, d\lambda \cos \varphi = 0 \tag{5}$$

Nun kann man nach Obigem wegen der Gleichheit der Koeffizienten von $d\varphi$ und $d\lambda$ setzen:

$$\left.\begin{aligned} m \cos \varrho &= \operatorname{cotg} a \sin \varphi \sin \lambda + \cos \lambda \\ m \sin \varrho &= \sin \varphi \sin \lambda - \operatorname{cotg} a \cos \lambda \end{aligned}\right\} \tag{5a}$$

Durch Division ergibt sich dann

$$\operatorname{cotg} \varrho = \frac{\operatorname{cotg} a \sin \varphi \operatorname{tg} \lambda + 1}{\sin \varphi \operatorname{tg} \lambda - \operatorname{cotg} a};$$

setzt man hier

$$\underline{\operatorname{cotg} \sigma = \sin \varphi \operatorname{tg} \lambda} \tag{6}$$

so wird

$$\operatorname{cotg} \varrho = \frac{\operatorname{cotg} a \operatorname{cotg} \sigma + 1}{\operatorname{cotg} \sigma - \operatorname{cotg} a} = \operatorname{cotg} (a - \sigma)$$

oder endlich

$$\underline{a = \sigma + \varrho.} \tag{7}$$

Ein Blick in die Figur und ein Vergleich mit den Formeln 4) und 6) zeigt, daß unter Anwendung der Formeln für rechtwinklige sphärische Dreiecke σ und ϱ die Winkel PGA und FGA der rechtwinkligen Dreiecke PGA und FGA sind.

Aus 5a) ergibt sich ferner durch Quadrieren und Addieren

$$\begin{aligned} m^2 &= \operatorname{cotg}^2 a \sin^2 \varphi \sin^2 \lambda + \cos^2 \lambda + \sin^2 \varphi \sin^2 \lambda + \operatorname{cotg}^2 a \cos^2 \lambda \\ &= (\sin^2 \varphi \sin^2 \lambda + \cos^2 \lambda)(1 + \operatorname{cotg}^2 a) \\ &= \cos^2 \lambda \operatorname{cosec}^2 \sigma \operatorname{cosec}^2 a \end{aligned}$$

also

$$m = \cos \lambda \operatorname{cosec} \sigma \operatorname{cosec} a \tag{5b}$$

Setzt man nun 5a) in 5) ein, dividiert durch m und ersetzt dies aus 5b), so ergibt sich

$$\operatorname{cosec} a \operatorname{tg} \lambda \cos \varphi \sin \sigma \, da - \cos \varrho \, d\varphi + \sin \varrho \, (d\lambda \cos \varphi) = 0. \tag{5c}$$

Man hat nach 2)

$$\cos \varphi \sin \lambda = \sin b$$

und aus dem rechtwinkligen Dreieck PGA:

$$\sin \sigma \sec \lambda = \sec b$$

also durch Multiplikation

$$\operatorname{tg} \lambda \cos \varphi \sin \sigma = \operatorname{tg} b.$$

Setzt man nun

$$\underline{p = \operatorname{cosec} a \operatorname{tg} b \, da} \text{ [*]} \tag{8}$$

so geht die Gleichung 5c) in die Hessesche Normalform über

$$p - \cos \varrho \, d\varphi + \sin \varrho \, (d\lambda \cos \varphi) = 0 \tag{9}$$

wobei ϱ die Richtung und p die Länge der Normalen zur Tangente an die Azimutgleiche ist.

---

[*]) Eine andere Ableitung für diese Formel habe ich 1917 in den „Annalen der Hydrogr. und maritimen Meteorologie" S. 292 gegeben. Auf anderem Wege hat sie neuerdings Prof. Dr. Wendt in der gleichen Zeitschrift 1925, S. 160, abgeleitet. Die Größe p kann übrigens auch aufgefaßt werden als Bogenelement der Orthogonaltrajektorie der Azimutgleichen. Setzt man vorübergehend $x = \ln \operatorname{tg} (45^0 - \frac{b}{2})$, $\zeta = \omega - \frac{90 - \varphi_0}{2}$ so ist die Differentialgleichung der Orthogonaltrajektorie der Azimutgleichen

$$d \, (\operatorname{Cof} 2x) \sin 2\zeta = \operatorname{Cof} 2x \, d (\sin 2\zeta) - 2 \sin \varphi_0 \, d\zeta.$$

Für den Fall $\varphi_0 = 0$ gibt die Integration

$$\cos 2x = k \sin 2\zeta$$

wobei k eine beliebige Integrationskonstante ist oder indem man wieder die Werte b, ω einführt

$$2 \sec^2 b + k \cos 2\omega = 1.$$

Die Benutzung von ϱ als Winkel der Normalen gegenüber dem Meridian erinnert übrigens an einen einfachen Dreieckssatz, wonach der Winkel zwischen dem Radius des umgeschriebenen Kreises und einer Seite PG gleich dem Winkel zwischen der Höhe GA und der anderen Seite FG ist. Der Kreisradius ist in der Ebene aber das Lot zur Tangente im Punkte G, so daß dieser Satz auf der Kugel und in Übertragung auf die Azimutgleiche erhalten bleibt.

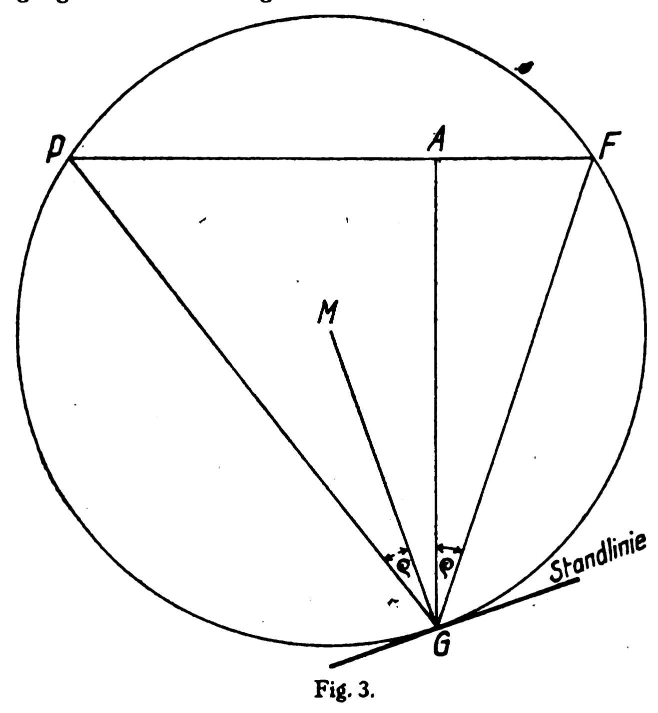


Fig. 3.

Stellt man die Gleichungen 2), 3), 6), 4), 7), 8) zusammen, so hat man die vollständige Berechnung der Azimutgleiche vor sich. Man berechnet sich zunächst aus den Koordinaten φ, λ die Koordinaten b, ω, mit Hilfe dieser das Azimut am gegißten Ort, den Unterschied $\varDelta a = a_0 - a_r$ zwischen dem beobachteten und berechneten Azimut, und darauf unter Zuhilfenahme eines Hilfswinkels η die Größe p, die man in Richtung ϱ an den Meridian anzutragen hat, um einen Leitpunkt der Azimutgleiche zu erhalten. Die Gleichungen sind folgende:

$$\left.\begin{array}{ll}
\text{a)} & \sin b = \cos\varphi \sin\lambda \\
\text{b)} & \operatorname{cotg}\omega = \cos\lambda \operatorname{cotg}\varphi \\
\text{c)} & \operatorname{cotg}\sigma = \sin\varphi \operatorname{tg}\lambda = \sin b \operatorname{tg}\omega \\
\text{d)} & \operatorname{cotg}\varrho = \sin b \operatorname{cotg}(\omega - \varphi_0) \\
\text{e)} & a_r = \sigma + \varrho \\
\text{f)} & \varDelta a = a_0 - a_r \\
\text{g)} & \operatorname{cotg}\eta = \sin a \operatorname{cotg} b \\
\text{h)} & p = \varDelta a \cdot \operatorname{tg}\eta
\end{array}\right\} \quad p = \varDelta a \operatorname{cosec} a \operatorname{tg} b \qquad (10)$$

Die Formeln verlangen also zunächst eine Umwandlung der Koordinaten φ, λ in b, ω, welche Koordinaten man erhält, wenn man den Punkt G nicht auf den Äquator, sondern auf den Meridian der Funkstation orientiert; der Pol zu diesem Meridian ist der Punkt S des Äquators, der 90° von F absteht. Im Punkte S selbst wird $b = 90°$, demnach $\sigma = 90° - \omega$, $\varrho = \omega - \varphi_0$ und $a_r = 90° - \varphi_0$, also gleich dem Komplement der Funkstationsbreite.

Die Methode der Berechnung der Azimutgleiche unterscheidet sich von der in der Nautik längst eingeführten „Höhenmethode" nur dadurch, daß bei der Höhenmethode der Abstand p immer gleich dem Höhenunterschied $\varDelta h$ ist, weil die Höhengleichen konzentrische Kreise um den Zenitalpunkt des beobachteten Gestirns sind. Bei der Azimutgleiche ist p nicht einfach gleich dem Azimutunterschied $\varDelta a$, sondern hängt auch von der Größe η ab, was davon herrührt, daß die Dichtigkeit der Azimutgleichen nicht an allen Stellen der Erdoberfläche die gleiche ist. Sie sind, wie die beigegebenen Schaubilder für $\varphi_0 = 60°$ und $\varphi_0 = 0°$ in stereographischer Projektion (Fig. 7 u. 10) aus dem Punkte

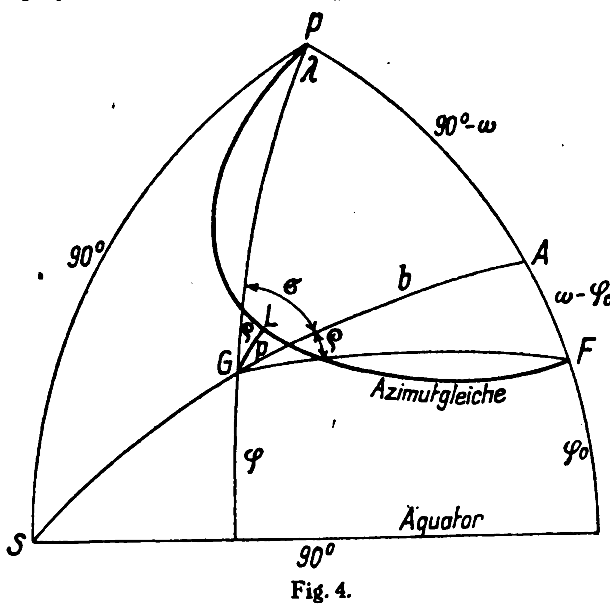


Fig. 4.

S ergeben, am dichtesten bei der Funktstation selbst und am Pol, genau wie bei einem Kreisbüschel mit gemeinsamer Sehne, und weniger dicht auf dem sphärischen Mittellot zu dieser Sehne; die geringste Dichtigkeit zeigen sie in der Nähe des Punktes S, der also von der praktischen Berechnung und Beobachtung ausgeschlossen bleiben muß.

III. Bei allen Differenzmethoden beschränkt man sich auf die Glieder erster Ordnung und vernachlässigt die Glieder höherer Ordnung. Es ist daher die Frage zu behandeln, ob bei dieser Methode der Bestimmung der Azimutgleiche die Glieder höherer Ordnung nicht einen Einfluß zeigen, der der Methode abträgig ist.

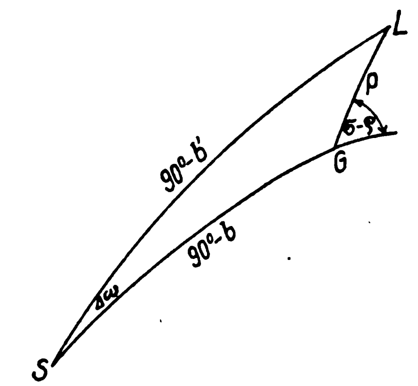


Fig. 5.

Man verläßt für das folgende zweckmäßig die Koordinaten φ, λ und geht, weil sie symmetrischere Verhältnisse aufweisen, auf die Koordinaten b, ω über. Dann hat p gegenüber b den Richtungsunterschied $(\sigma - \varrho)$. Geht man also von G (b, ω) um p in der angegebenen Richtung weiter, so erhält man den Leitpunkt L mit den Koordinaten $b' = b - \varDelta b$, $\omega' = + \varDelta\omega$ ($\varDelta b$ hat das negative Zeichen, weil b verkleinert wird, wenn p positiv ist). Hierin müßte $\varDelta b = p \cos(\sigma - \varrho)$

und $\Delta\omega = p \sin(\sigma - \varrho) \sec b$ sein. Führt man die ganze Rechnung statt für den gegißten Ort G noch einmal für den Leitpunkt L durch, so müßte das nunmehr berechnete neue p' verschwinden bis auf Größen zweiter Ordnung; treten noch solche Größen auf, so stellen sie den Fehler dar, der bei ihrer Vernachlässigung gemacht wurde. Um diesen Fehler festzustellen, knüpft man an beifolgende Fig. 5 an und erhält bei Anwendung des Cosinus-Satzes

$$\sin b' = \sin(b - \Delta b) = \sin b \cos p - \cos b \sin p \cos(\sigma - \varrho)$$

oder

$$\sin b - \cos b \sin \Delta b = \sin b \cos p - \cos b \sin p \cos(\sigma - \varrho)$$

$$-\cos b \sin \Delta b = -\sin b\,(1 - \cos p) - \cos b \sin p \cos(\sigma - \varrho)$$

$$\sin \Delta b = \operatorname{tg} b \, 2 \sin^2 \frac{p}{2} - \sin p \cos(\sigma - \varrho)$$

oder

$$\Delta b = p \cos(\sigma - \varrho) + \frac{p^2}{2} \operatorname{tg} b \qquad (11)$$

wobei Δb und p als kleine Größen betrachtet und bis auf Größen zweiter Ordnung entwickelt sind.

Ferner ist nach dem Cotangentensatz

$$-\sin b \cos(\sigma - \varrho) = \cos b \operatorname{cotg} p - \sin(\sigma - \varrho) \operatorname{cotg} \Delta\omega$$

oder

$$\sin(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} p = \operatorname{tg} \Delta\omega \,(\cos b + \sin b \cos(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} p)$$

$$\operatorname{tg} \Delta\omega = \frac{\sin(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} p \sec b}{1 + \operatorname{tg} b \cos(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} p}$$

Bei Entwicklung des Nenners bis auf Glieder zweiter Ordnung ergibt dies

$$\operatorname{tg} \Delta\omega = \operatorname{tg} p \sin(\sigma - \varrho) \sec b - \operatorname{tg}^2 p \sin(\sigma - \varrho) \cos(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} b \sec b$$

und

$$\Delta\omega = p \sin(\sigma - \varrho) \sec b - \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} b \sec b \qquad (12)$$

Für das folgende macht man Gebrauch von folgenden Reihenentwicklungen

$$\sin(a + \Delta a) = \sin a + \cos a \, \Delta a - \frac{1}{2} \sin a \, \Delta a^2 \qquad (13)$$

$$\sin(a - \Delta a) = \sin a - \cos a \, \Delta a - \frac{1}{2} \sin a \, \Delta a^2 \qquad (14)$$

$$\cos(a + \Delta a) = \cos a - \sin a \, \Delta a - \frac{1}{2} \cos a \, \Delta a^2 \qquad (15)$$

$$\operatorname{tg}(a + \Delta a) = \operatorname{tg} a + \sec^2 a \, \Delta a + \operatorname{tg} a \sec^2 a \, \Delta a^2 \qquad (16)$$

$$\operatorname{cotg}(a + \Delta a) = \operatorname{cotg} a - \operatorname{cosec}^2 a \, \Delta a + \operatorname{cotg} a \operatorname{cosec}^2 a \, \Delta a^2 \qquad (17)$$

Ändert sich nun b in b', ω in ω', so ändert sich nach 10 c) auch σ in $\sigma' = \sigma + \Delta\sigma$ und es wird

$$\operatorname{cotg} \sigma' = \sin b' \operatorname{tg} \omega'$$

also $\operatorname{cotg}(\sigma + \Delta\sigma) = \sin(b - \Delta b) \operatorname{tg}(\omega + \Delta\omega)$

setzt man

$$P = \operatorname{cotg}(\sigma + \Delta\sigma) = \frac{\operatorname{cotg}\sigma - \operatorname{tg}\Delta\sigma}{1 + \operatorname{cotg}\sigma \operatorname{tg}\Delta\sigma},$$

so entwickelt sich daraus

$$\operatorname{tg} \Delta\sigma = \frac{\operatorname{cotg}\sigma - P}{1 + \operatorname{cotg}\sigma \cdot P}. \qquad (18)$$

Nun wird aber

$$P = (\sin b - \cos b \, \Delta b - \frac{1}{2} \sin b \, \Delta b^2)(\operatorname{tg}\omega + \sec^2\omega \, \Delta\omega + \operatorname{tg}\omega \sec^2\omega \, \Delta\omega^2)$$

$$= \operatorname{cotg}\sigma - \cos b \operatorname{tg}\omega \, \Delta b + \sin b \sec^2\omega \, \Delta\omega - \frac{1}{2} \operatorname{cotg}\sigma \, \Delta b^2$$

$$- \cos b \sec^2\omega \, \Delta b \, \Delta\omega + \operatorname{cotg}\sigma \sec^2\omega \, \Delta\omega^2$$

und 18) geht bei Multiplikation mit $\operatorname{cosec}^2\sigma$ über in

$$\operatorname{cosec}^2\sigma \operatorname{tg}\Delta\sigma = (\cos b \operatorname{tg}\omega \, \Delta b - \sin b \sec^2\omega \, \Delta\omega + \frac{1}{2} \operatorname{cotg}\sigma \, \Delta b^2$$

$$+ \cos b \sec^2\omega \, \Delta b \, \Delta\omega - \operatorname{cotg}\sigma \sec^2\omega \, \Delta\omega^2) :$$

$$(1 - \frac{1}{2} \sin 2\sigma \cos b \operatorname{tg}\omega \, \Delta b + \frac{1}{2} \sin 2\sigma \sin b \sec^2\omega \, \Delta\omega).$$

Führt man die Division durch und ersetzt Δb und $\Delta\omega$ aus 11) und 12), so ergibt sich nach einigen Umformungen

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{cosec}^2\sigma \operatorname{tg}\Delta\sigma &= p \cos b \operatorname{tg}\omega \cos(\sigma - \varrho) \\ &\quad - p \operatorname{tg} b \sec^2\omega \sin(\sigma - \varrho) + A \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} A = {} & \frac{p^2}{2} \operatorname{cotg}\sigma \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \operatorname{tg}^2 b \sec^2\omega \\ & + \frac{p^2}{2} \operatorname{cotg}\sigma \cos^2(\sigma - \varrho) \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \sec^2\omega \\ & - p^2 \sin^2(\sigma - \varrho) \operatorname{cotg}\sigma \sec^2\omega \sec^2 b \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2\sigma \cos^2(\sigma - \varrho) \cos^2 b \operatorname{tg}^2\omega \\ & - \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \sin 2\sigma \operatorname{cotg}\sigma \sec^2\omega \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2\sigma \sin^2(\sigma - \varrho) \operatorname{tg}^2 b \sec^4\omega \end{aligned}\right| \qquad (20)$$

In gleicher Weise verfährt man nun mit Gleichung 10 d). Indem man vorübergehend $\omega - \varphi_0 = v$ setzt und $\operatorname{cotg}\varrho' = \sin b' \operatorname{cotg} v'$ für den neuen Punkt L entwickelt, erhält man analog

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{cosec}^2\varrho \operatorname{tg}\Delta\varrho &= p \cos b \operatorname{cotg} v \cos(\sigma - \varrho) \\ &\quad + p \operatorname{tg} b \operatorname{cosec}^2 v \sin(\sigma - \varrho) + B \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} B = {} & \frac{p^2}{2} \operatorname{cotg}\varrho \\ & - \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \operatorname{tg}^2 b \operatorname{cosec}^2 v \\ & + \frac{p^2}{2} \operatorname{cotg}\varrho \cos^2(\sigma - \varrho) \\ & - \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \operatorname{cosec}^2 v \\ & - p^2 \sin^2(\sigma - \varrho) \operatorname{cotg}\varrho \operatorname{cosec}^2 v \sec^2 b \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2\varrho \cos^2(\sigma - \varrho) \cos^2 b \operatorname{cotg}^2 v \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2(\sigma - \varrho) \sin 2\varrho \operatorname{cotg}\varrho \operatorname{cosec}^2 v \\ & + \frac{p^2}{2} \sin 2\varrho \sin^2(\sigma - \varrho) \operatorname{tg}^2 b \operatorname{cosec}^4 v \end{aligned}\right| \qquad (22)$$

Ersetzt man nun $\operatorname{tg}\Delta\sigma$ durch $\Delta\sigma$, $\operatorname{tg}\Delta\varrho$ durch $\Delta\varrho$ und multipliziert 19) und 21) mit $\sin^2\sigma$ bzw. $\sin^2\varrho$, so ergeben sich nach einigen weiteren Zusammenfassungen

$$\Delta\sigma = p \cos\sigma \sin\varrho \operatorname{cotg} b - p \sin(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} b + A \sin^2\sigma \qquad (23)$$

$$\Delta\varrho = p \cos\varrho \sin\sigma \operatorname{cotg} b + p \sin(\sigma - \varrho) \operatorname{tg} b + B \sin^2\varrho \qquad (24)$$

Dem letzteren läßt sich auch folgende Form geben:

$$\Delta\varrho = \frac{\Delta a}{\sin a} \cdot [\cos\varrho \sin\sigma + \sin(\sigma - \varrho) \operatorname{tg}^2 b] + B \sin^2\varrho$$

oder

$$= \Delta a \,[(\cos^2\omega + \operatorname{tg}^2 b \cos 2\omega)$$

$$+ \operatorname{tg}\varphi_0 (\frac{\sin 2\omega}{2} - \operatorname{tg}^2 b \sin 2\omega)] + B \sin^2\varrho$$

oder endlich

$$-\Delta a\,\Big[\Big(\frac{1}{2}+\cos 2\omega\Big(\frac{1}{2}+\mathrm{tg}^2 b\Big)$$
$$+\sin 2\omega\Big(\frac{1}{2}-\mathrm{tg}^2 b\Big)\,\mathrm{tg}\,\varphi_0\Big]+B\sin^2\varrho.$$

Das neue $\Delta a'$ wird nun

$$\Delta a' = a_0 - (\sigma' + \varrho') = a_r - (\sigma + \varrho) - (\Delta\sigma + \Delta\varrho)$$
$$= \Delta a - (\Delta\sigma + \Delta\varrho)$$

und das neue p' wird $= \dfrac{\Delta a'}{\sin a'\,\mathrm{cotg}\,b'}$.

Nun wird

$$\frac{\mathrm{tg}\,b'}{\sin a'} = \frac{\mathrm{tg}\,b}{\sin a} - \frac{\sec^2 b\,\Delta b}{\sin a} - \frac{\mathrm{tg}\,b\,\mathrm{cotg}\,a\,\Delta a}{\sin a}.$$

Entwickelt man dies weiter, so erhält man schließlich

$$p' = -(A\sin^2\sigma + B\sin^2\varrho)\,\frac{\mathrm{tg}\,b}{\sin a} \qquad (25)$$

Da A und B nur Glieder zweiter Ordnung enthält, ist erwiesen, daß p nur um Glieder dieser Ordnung gefälscht sein kann; der richtige Abstand wäre $p + p'$, und die richtige Richtung, in der $p + p'$ aufgetragen werden sollte, ist

$$\varrho + \Delta\varrho.$$

In 20) und 22) sind die Größen A und B gegeben; indem man ω und $v = \omega - \varphi_0$ aus 10 c) und 10 d) einführt, erhält man nach einigen Umformungen, mit denen der Leser nicht ermüdet weren soll,

$$\left.\begin{aligned}
A\sin^2\sigma &= \frac{p^2}{2}\sin 2\sigma\\
&-\frac{p^2}{4}\sin 2\sigma\sin^2(\sigma-\varrho)\\
&-\frac{p^2}{2}\,2\sin(\sigma-\varrho)\cos\sigma\cos\varrho\\
&+\frac{p^2}{2}\sin 2(\sigma-\varrho)\sec^2 b\\
&+\frac{p^2}{2}\cos^2\sigma\sin 2\varrho\,\mathrm{cotg}^2 b\\
B\sin^2\varrho &= \frac{p^2}{2}\sin 2\varrho\\
&-\frac{p^2}{4}\sin 2\varrho\sin^2(\sigma-\varrho)\\
&+\frac{p^2}{2}\,2\sin(\sigma-\varrho)\cos\varrho\cos\sigma\\
&-\frac{p^2}{2}\sin 2(\sigma-\varrho)\sec^2 b\\
&+\frac{p^2}{2}\cos^2\varrho\sin 2\sigma\,\mathrm{cotg}^2 b
\end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

Addiert und mit $\dfrac{\mathrm{tg}\,b}{\sin a} = \dfrac{\mathrm{tg}\,b}{\sin(\sigma+\varrho)}$ multipliziert ergibt das endlich

$$p' = -\Big[\frac{p^2}{2}\,\mathrm{tg}\,b\Big(\cos(\sigma-\varrho)+\cos^3(\sigma-\varrho)\Big)$$
$$+\,p^2\,\mathrm{cotg}\,b\cos\sigma\cos\varrho\Big] \qquad (27)$$

oder unter Einsetzung von p aus 10 g—h)

$$p' = -\Delta a^2\,\mathrm{cosec}^2 a\,\mathrm{tg}\,b\Big[\cos\sigma\cos\varrho$$
$$+\frac{\mathrm{tg}^2 b}{2}\Big(\cos(\sigma-\varrho)+\cos^3(\sigma-\varrho)\Big)\Big] \qquad (27\,\mathrm{a})$$

IV. Ehe an eine Diskussion dieser Formel herangegangen wird, ist es nötig, die Formeln 10) auf die Vorzeichen ihrer Argumente hin zu prüfen. Es kann, ohne die Allgemeinheit zu beeinflussen, angenommen werden, daß der Beobachtungsort nicht mehr als 90° von der Funkstation entfernt ist (auf der entgegengesetzten Halbkugel sind symmetrische Verhältnisse), das bedeutet, daß $\omega - \varphi_0$ immer kleiner als 90° sein wird. Beschränkt man sich zunächst auf $\lambda < 90°$, so ersieht man, daß b immer positiv bleibt und kleiner wird als 90°, ferner daß ω das Vorzeichen von φ erhält. ω wird 90°, wenn $\varphi = 90°$ ist und wenn $\lambda = 90°$ ist, ω wird 0°, wenn $\varphi = 0$ ist. Die Größe $v = \omega - \varphi_0$ kann verschiedene Werte haben. φ_0 wird algebraisch zu subtrahieren sein, ist es gleichnamig mit φ, so ist es abzuziehen, ist es ungleichnamig mit φ, so ist es zu addieren. Die Differenz $\omega - \varphi_0$ wird also positiv, wenn $\omega > \varphi_0$ und negativ, wenn $\omega < \varphi_0$ ist. Das Vorzeichen von ϱ richtet sich nach dem von $v = \omega - \varphi_0$, genau wie das Vorzeichen von σ sich nach ω richtet. ϱ wird 0, wo $\omega - \varphi_0 = 0°$ wird, das ist der Großkreis zwischen dem Punkte S und der Funkstation. ϱ wird 90°, wo $\omega - \varphi_0 = 90°$ wird, das ist der Großkreis der Kugel, deren sphärischer Mittelpunkt die Funkstation ist. Ebenso wird $\sigma = 0$, wo $\omega = 90°$, also auf dem Meridian von S, und es wird $\sigma = 90°$, wo $\omega = 0°$, also auf dem Äquator. a_r ist die algebraische Summe von σ und ϱ, η endlich ist ohne Vorzeichen und kleiner als 90°, damit das Vorzeichen von p dasselbe wie von $\Delta a = a_0 - a_r$.

Wird $\lambda > 90°$, so wird auch ω stumpf und σ bekommt das negative Zeichen. Eine Figur (Fig. 6), die die Erde aus dem Punkte S auf die Ebene des Meridians der Funkstation projiziert, veranschaulicht die Verhältnisse.

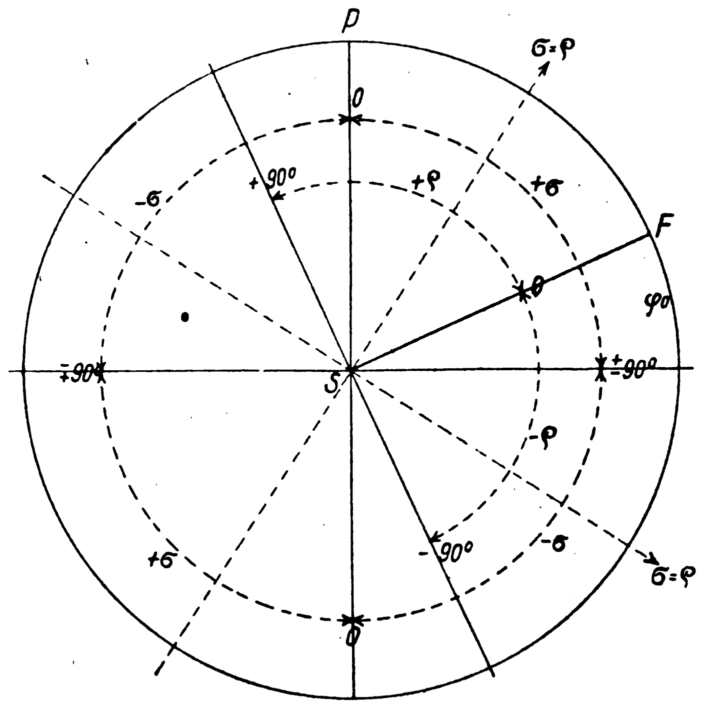


Fig. 6.

V. Im Punkte S wird $b = 90°$, damit p und p' wegen des Faktors tg b unendlich groß; das ist der Punkt, wo die zwei Äste der Azimutgleiche $90° - \varphi_0$ zusammenlaufen. In seiner Nähe ist die Lösung zweideutig und er scheidet also für praktische Beobachtungen aus. Er teilt damit das Los der Umgebung des Zenitalpunktes bei der Bestimmung einer Höhenstandlinie. Um seine Nähe zu vermeiden, verlangt die nautische Astronomie, daß nur Gestirnshöhen bis zu 85° zur Standlinienbestimmung herangezogen werden. Um also in analoger Weise den Punkt S auszuschalten, kann man die Forderung aufstellen, in großer Entfernung von der Funkstation nur solche Azimute zur Beobachtung zuzulassen, die sich um nicht mehr als 5° vom Komplement der Breite der Funkstation unterscheiden.

Um einen Einblick zu bekommen, wie weit man sich höchstens dem Punkte S nähern darf, um eine solche Beobachtung zu vermeiden, entnehme man dem Schaubild (Fig. 7 und 10) die Tatsache, daß die Azimutgleichen auf der Halbierungslinie des Winkels zwischen dem Meridian von S und dem Großkreis SF sich dem Punkte S am meisten nähern. Auf dieser Linie ist aber

$$\omega = 90^0 - \frac{90^0 - \varphi_0}{2} = \frac{\varphi_0}{2} + 45^0$$

bzw. auf dem Lot dazu, wo dieselben Verhältnisse auftreten,

$$\omega = \frac{\varphi_0}{2} - 45^0$$

Auf diesen Linien ist $\sigma = \varrho$, und da $\sigma + \varrho = a$ den Wert $90^0 - \varphi_0 \pm 5^0$ nicht übersteigen soll,

$$\sigma = 45^0 - \frac{\varphi_0}{2} \pm 2{,}5^0$$

Setzt man diese Werte in 10 c) ein, so ergibt sich als obere Grenze für b

$$\sin b = \frac{\operatorname{cotg}\left(45^0 + \frac{\varphi_0}{2}\right)}{\operatorname{cotg}\left(45^0 + \frac{\varphi_0}{2} - 2{,}5^0\right)} \quad \text{bezw.} \quad \frac{\operatorname{tg}\left(45^0 + \frac{\varphi_0}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(45^0 + \frac{\varphi_0}{2} + 2{,}5^0\right)} \qquad (28)$$

dabei gilt die erste Formel, wenn φ und φ_0 gleichnamig, die zweite Formel, wenn sie ungleichnamig sind.

Man wird also mit der Beobachtung eines Azimutes nicht höher gehen, als die vorstehenden Beträge aufweisen, um Peilungen zu vermeiden, die sich um nicht mehr als 5° von $90^0 - \varphi_0$ unterscheiden. Setzt man als oberste Grenze generell 67° für b fest, so wird man Beobachtungen ausschließen, die in einen Raum fallen, der von einem Kreise mit dem Radius 23° um den Punkt S ($b = 90^0$) beschrieben wird. Auch außerhalb dieses Kreises werden Peilungen vorgenommen werden können, die sich wenig von $90^0 - \varphi_0$ unterscheiden, doch werden die Fehler hier weniger ins Gewicht fallen.

VI. Es handelt sich nun darum, die in den Formeln 10 g—h) und 27) und 27 a) gegebenen Ausdrücke für p und p' näher zu erläutern. Es wird bemerkt, da $p = \Delta a \cdot \operatorname{tg} \eta$, daß für die Einheit $\Delta a = 1^0$, $p = \operatorname{tg} \eta$ ein Maß für die Dichtigkeit der Azimutgleichen ist, denn $\operatorname{tg} \eta$ bedeutet nichts anderes als den Abstand zweier Azimutgleichen, die sich um 1° unterscheiden. Aus 10 g—h) und 27 a) ersieht man, daß wegen des auftretenden Faktors $\operatorname{tg} b$ die Größe $\operatorname{tg} \eta$ zwischen $b = 0^0$ und $b = 90^0$ (S), und ebenso die Größe p' von einem endlichen Anfangswert bis zum Betrage ∞ zunimmt.

Es werden folgende Einzelfälle untersucht: $\omega = 90^0$, $\omega = \varphi_0$, $\omega = 0^0$, $\omega - \varphi_0 = 90^0$, $\sigma = \varrho$ und endlich $b = 0$.

Das gibt folgende obere Grenzen für b:

φ und φ_0	$\varphi_0 = 0^0$	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
gleichnamig	66,°4	66,°3	65,°8	65,°0	63,°6	61,°5	58,°2	52,°7	41,°7	0,°0
ungleichnamig	66,°4	66,°1	65,°5	64,°4	62,°6	60,°0	55,°8	48,°3	29,°9	0,°0

Die Ergebnisse sind folgende für $\Delta a = 1^0$, $\varphi_0 = 60^0$:

$b =$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$a = \varrho$		73° 15′	59° 21′	49° 6′	41° 56′	37° 0′	33° 41′	31° 34′	30° 23′	30° 0′
$p = \operatorname{tg} \eta =$	0,0000	0,1841	0,4232	0,7638	1,2558	1,9801	3,1232	5,2481	11,212	∞
$p' =$ —	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0006	0,0017	0,0048	0,0187	0,1617	∞
p in Minuten =	0,′0	11,′1	25,′4	45,′8	75,′4	118,′8	187,′4	314,′9	672,′7	∞
p' in Minuten = —	0,′0	0,′0	0,′3	0,′7	2,′2	6,′1	17,′3	68,′3	581,′1	∞

Im Falle $\varphi_0 = 0$ wird $a = \varrho = 90^0$, $p = \Delta a \cdot \operatorname{tg} \eta = \Delta a \cdot \operatorname{tg} b = \Delta a \operatorname{cotg} \varphi$ und $p' = 0$, $\Delta a = 1^0$, $\varphi_0 = 0$.

$b =$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$p = \operatorname{tg} \eta =$	0,0000	0,1763	0,3640	0,5774	0,8391	1,1918	1,7321	2,7475	5,6713	∞
p in Minuten =	0,′0	10,′6	21,′8	34,′6	50,′3	71,′5	103,′9	164,′8	340,′3	∞
$p' =$	0,′0	0,′0	0,′0	0,′0	0,′0	0,′0	0,′0	0,′0	0,′0	

a) $\omega = 90^0$. Dieser Fall tritt auf dem Meridian des Punktes S ein, ist also identisch mit dem Falle $\lambda = 90^0$. Es wird dann nach 10a)

$b = 90^0 - \varphi$; nach 10 c) wird hier $\sigma = 0^0$, nach 10d)

$\mathrm{cotg}\, \varrho = \sin b\, \mathrm{tg}\, \varphi_0 = \cos \varphi\, \mathrm{tg}\, \varphi_0$, nach 10 e) $a_r = \varrho$, endlich $\mathrm{tg}\, \eta = \mathrm{cosec}\, \varrho\, \mathrm{cotg}\, \varphi$. Formel 27 a) reduziert sich auf

$$p' = -\Delta a^2\, \mathrm{cosec}^2 \varrho\, \mathrm{tg}\, b\, \left[\cos \varrho + \frac{\mathrm{tg}^2 b}{2} (\cos \varrho + \cos^3 \varrho)\right]$$

$$= -\Delta a^2\, \mathrm{cosec}\, \varrho\, \mathrm{cotg}\, \varrho\, \mathrm{tg}\, b \left[1 + \frac{\mathrm{tg}^2 b}{2} (1 + \cos^3 \varrho)\right]$$

b) $\omega = \varphi_0$. Das ist der Großkreis von S nach der Funkstation; hier wird nach 10 *d*) $\varrho = 0$, nach 10 *c*) $\mathrm{cotg}\, \sigma = \sin b\, \mathrm{tg}\, \varphi_0$. Gegenüber dem vorigen Falle vertauschen also σ und ϱ lediglich ihre Rollen und die Verhältnisse für p und p' sind die gleichen, wie vorhin.

c) $\omega = 0^0$, ist gleichbedeutend mit dem Äquator $\varphi = 0$, Es wird $b = \lambda$ nach 10 a). Nach 10 c) wird $\sigma = 90^0$, nach 10 d) $\mathrm{cotg}\, \varrho = \sin \lambda\, \mathrm{cotg}\, (-\varphi_0)$ ϱ also negativ, a wird $90^0 + \varrho$, und wird spitz. $p = \Delta a \sec \varrho\, \mathrm{tg}\, \lambda$ und Formel 27 a) reduziert sich auf

$$p' = -\frac{\Delta a^2}{2} \sec^2 \varrho\, \mathrm{tg}^3 b\, (\sin \varrho + \sin^3 \varrho)$$

Im Falle $\varphi_0 = 0$ wird $\varrho = 0$, $a = 90^0$, $p = \Delta a\, \mathrm{tg}\, b = \Delta a\, \mathrm{tg}\, \lambda$ $p' = 0$. Es zeigen sich also dieselben Verhältnisse wie im Falle *a*).

Für $\Delta a = 1^0$ und $\varphi_0 = 60^0$ ergibt sich so

$b =$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$a = 90^0 + \varrho$	0° 0′	5° 44′	11° 10′	16° 6′	20° 22′	23° 52′	26° 34′	28° 29′	29° 37′	30° 0′
$p = \mathrm{tg}\, \eta =$	1,7321	1,7648	1,8797	2,0816	2,4110	2,9457	3,8914	5,7610	11,476	∞
$p' =$ +	0,0000	0,0002	0,0004	0,0007	0,0012	0,0025	0,0061	0,0207	0,1658	∞
p in Minuten =	103,′9	106,′2	112,′8	124,′9	144,′7	176,′8	232,′4	345,′7	688,′5	∞
p' in Minuten = +	0,′0	0,′7	1,′4	2,′5	4,′3	9,′0	22,′0	74,′5	596,′9	∞

Für $\Delta a = 1^0$, $\varphi_0 = 60^0$ wird $\omega = 75^0$ im ersten Fall und weiter:

$b =$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$a = 2\sigma =$	180° 0′	114° 6′	76° 8′	56° 22′	45° 15′	38° 33′	34° 22′	31° 50′	30° 26′	30° 0′
$p = \mathrm{tg}\, \eta =$	0,1340	0,1931	0,3750	0,6934	1,1814	1,9125	3,0690	5,2083	11,197	∞
$p' =$ —	0,0000	0,0000	0,0001	0,0003	0,0008	0,0021	0,0062	0,0243	0,2128	∞
p in Minuten =	8′,0	11′,6	22′,5	41′,6	70′,9	114′,7	184′,1	312′,5	671′,8	∞
p' in Minuten = —	0′,0	0′,0	0′,3	1′,1	2′,9	7′,6	22′,3	87′,5	766′,1	∞

Für $\Delta a = 1^0$, $\varphi_0 = 60^0$ wird $\omega = 155^0$ oder $= -15^0$ im zweiten Fall und weiter

$b =$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$a = 2\sigma =$	0° 0′	5° 20′	10° 28′	15° 16′	19° 33′	23° 12′	26° 8′	28° 16′	29° 34′	30° 0′
$p = \mathrm{tg}\, \eta =$	1,8660	1,8941	2,0036	2,1923	2,5073	3,0255	3,9328	5,8010	11,495	∞
$p' =$ +	0,0000	0,0002	0,0005	0,0008	0,0016	0,0033	0,0079	0,0271	0,2184	∞
p in Minuten =	112′,0	113′,6	120′,2	131′,5	150′,4	181′,5	236′,0	348′,0	689′,7	∞
p' in Minuten = +	0′,0	0′,7	1′,8	2′,9	5′,8	11′,9	28′,4	97′,5	786′,2	∞

d) $\omega - \varphi_0 = 90^0$. Das ergibt die Verhältnisse auf dem Großkreis, dessen Mittelpunkt die Funkstation ist. Sie sind die gleichen wie im vorhergehenden Falle; denn hier wird nach 10d) $\varrho = 90^0$ und nach 10c) $\operatorname{cotg} \sigma = \sin b \operatorname{tg} (90^0 + \varphi_0)$ also σ negativ und wieder tauschen, wie im Falle b) σ und ϱ ihre Rollen.

e) $\sigma = \varrho$. Aus 10c) und d) geht hervor, daß dann $\operatorname{tg} \omega = \operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0)$ werden muß. Das ergibt die Beziehung

$$\left\{ \begin{matrix} 90^0 \\ 270^0 \end{matrix} \right\} - \omega = \omega - \varphi_0, \quad \text{woraus} \quad \omega = \left\{ \begin{matrix} 45^0 \\ 135^0 \end{matrix} \right\} + \frac{\varphi_0}{2} \text{ wird.}$$

In diesem Falle ist $a = 2\sigma$ und $p = \Delta a \operatorname{tg} b \operatorname{cosec} 2\sigma$;

p' verwandelt sich in $-\frac{\Delta a^2}{4} \operatorname{cosec}^2 \sigma \operatorname{tg} b (1 + \operatorname{tg}^2 b \sec^2 \sigma)$

Im Falle $\varphi_0 = 0$ wird $\omega = 45^0$ und $\operatorname{cotg} \sigma = \operatorname{cotg} \varrho = \sin b$; dann aber reduziert sich p auf $\Delta a (\sec b - \frac{\cos b}{2})$ und p' wird $-\Delta a^2 \operatorname{tg} b (\operatorname{tg}^2 b + \frac{1}{2})$

Es reduziert sich für

$$\varphi_0 = 0 \text{ auf } p = \frac{\Delta a}{2} \sin 2\varphi.$$

Nach 10c) und 10d) werden σ und $\varrho = 90^0$, demnach $a = 180^0$ oder $a = 0^0$, je nachdem σ und ϱ gleichnamig oder ungleichnamig sind.

Um die Frage zu entscheiden, wie groß bei $b = 0$ der Ausdruck für p' wird, bedenke man, daß p in 27) außer für den undiskutablen Fall $\varphi_0 = 90^0$ immer endlich bleibt. Auch $\cos(\sigma - \varrho)$ wird hier ± 1, so daß der erste Term von p', nämlich $-\frac{p^2}{2} \operatorname{tg} b (\cos(\sigma - \varrho) + \cos^3(\sigma - \varrho))$ mit b verschwindet.

Der zweite Term, $p^2 \operatorname{cotg} b \cos \sigma \cos \varrho$ hat zunächst die unbestimmte Form $\infty \cdot 0$, läßt sich aber schreiben

$$p^2 \frac{\cos b \sin b \cos \sigma \cos \varrho}{\sin^2 b}$$

Es wird dann für $\Delta a = 1^0$

$b =$	0^0	10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0	90^0
$a = 2\sigma =$	$180^0\,0'$	$168^0\,18'$	$142^0\,14'$	$126^0\,52'$	$114^0\,32'$	$105^0\,6'$	$98^0\,13'$	$93^0\,34'$	$91^0\,53'$	$90^0\,0'$
$p = \operatorname{tg} \eta =$	0,5000	0,5230	0,5943	0,7217	0,9224	1,2343	1,7500	2,7528	5,6722	∞
$p' =$ —	0,0000	0,0000	0,0000	0,0001	0,0003	0,0007	0,0018	0,0068	0,0539	∞
p in Minuten =	$30',0$	$31',4$	$35',7$	$43',3$	$55',3$	$74',1$	$105',0$	$165',2$	$340',3$	∞
p' in Minuten = —	$0',0$	$0',0$	$0',0$	$0',4$	$1',1$	$2',5$	$6',5$	$24',5$	$194',0$	∞

f) $b = 0$. Dieser Fall ist identisch mit $\lambda = 0$, also mit dem Meridian der Funkstation. Hier wird zunächst $p = \Delta a \frac{\operatorname{tg} b}{\sin a}$ unbestimmt, weil sowohl b wie a gleich 0^0 bzw. 180^0 wird. Man kann hier zunächst schreiben $\operatorname{cotg} \eta$

$$= \sin(\sigma + \varrho) \operatorname{cotg} b = \frac{\sin \sigma \cos \varrho \cos b}{\sin b} + \frac{\cos \sigma \sin \varrho \cos b}{\sin b}$$

und hier im ersten Bruch aus 10 d) $\sin b = \operatorname{cotg} \varrho \operatorname{tg} (\omega - \varphi_0)$ und im zweiten Bruch aus 10c) $\sin b = \operatorname{cotg} \sigma \operatorname{cotg} \omega$ setzen; dann geht $\operatorname{cotg} \eta$ über in $\sin \sigma \sin \varrho \cos b (\operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0) + \operatorname{tg} \omega)$

$$= \frac{\sin \sigma \sin \varrho \cos b \cos \varphi_0}{\sin (\omega - \varphi_0) \cos \omega}$$

Im rechtwinkligen Dreieck GAF (Fig. 4) ist aber

$$\frac{\sin \varrho}{\sin (\omega - \varphi_0)} = \frac{1}{\sin z}$$

wenn z die Entfernung GF bedeutet und im Dreieck GAP ist

$$\frac{\sin \sigma}{\cos \omega} = \frac{1}{\cos \varphi}$$

demnach

$$\operatorname{cotg} \eta = \frac{\cos b \cos \varphi_0}{\cos \varphi \sin z} \text{ und } \operatorname{tg} \eta = \frac{\cos \varphi \sin z}{\cos b \cos \varphi_0}$$

Diese Formel gilt ganz allgemein; für $b = 0$ wird $\cos b = 1$, und z geht über in $\varphi - \varphi_0$, es wird demnach für $b = 0$.

$$p = \Delta a \cdot \operatorname{tg} \eta = \Delta a \cos \varphi \sec \varphi_0 \sin (\varphi - \varphi_0)$$

$$= \Delta a (\frac{1}{2} \sin 2\varphi - \cos^2 \varphi \operatorname{tg} \varphi_0)$$

und geht über, wenn man die obigen Gleichungen für $\sin b$ benützt, in

$$p^2 \cos b \sin b \sin \varrho \sin \sigma \operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0) \operatorname{tg} \omega;$$

hierin bleiben $\cos b$, $\sin \varrho$, $\sin \sigma$ und außer in $\omega = \varphi_0$ und $\omega = 90^0$, auch $\operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0)$ und $\operatorname{tg} \omega$ endliche Zahlen, p wird in diesen Punkten selbst gleich Null, bleibt aber sonst endlich, so daß auch dieser Term mit $\sin b$ verschwindet.

p' ist also für $b = \lambda = 0$ immer Null.

Die für $b = 0$ geltenden Zahlen für p und p' sind in obigen Tabellen bereits benutzt.

VII. In den folgenden Tabellen und Figuren 7) bis 12)[3]) findet sich eine Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse, wobei einige weitere ergänzende Zahlen mitgeteilt sind. Es sind die Fälle $\varphi_0 = 60^0$ und $\varphi_0 = 0^0$ herausgegriffen, weil diese als die Grenzen der praktischen Möglichkeiten angesehen werden können. Es bietet keine Schwierigkeit, die Verhältnisse für zwischenliegende Stationen zu entnehmen. Die Bestimmung eines Schiffsortes mit Azimutgleichen wird dann besonders gute Resultate ergeben, wenn die Linien einigermaßen dicht liegen. Eine gleichmäßige Dichtigkeit ist besonders dann zu erkennen,

[3]) Die andere Halbkugel ist zentralsymmetrisch zu der gezeichneten. Bei $\varphi_0 = 0$ sind die vier Quadranten gleich. Überdeckt man die Figuren durch die bekannte stereographische Äquatoristprojektion, (Fig. 16 b) so kann man unmittelbar die geographischen Koordinaten φ, λ der Kartenpunkte ablesen.

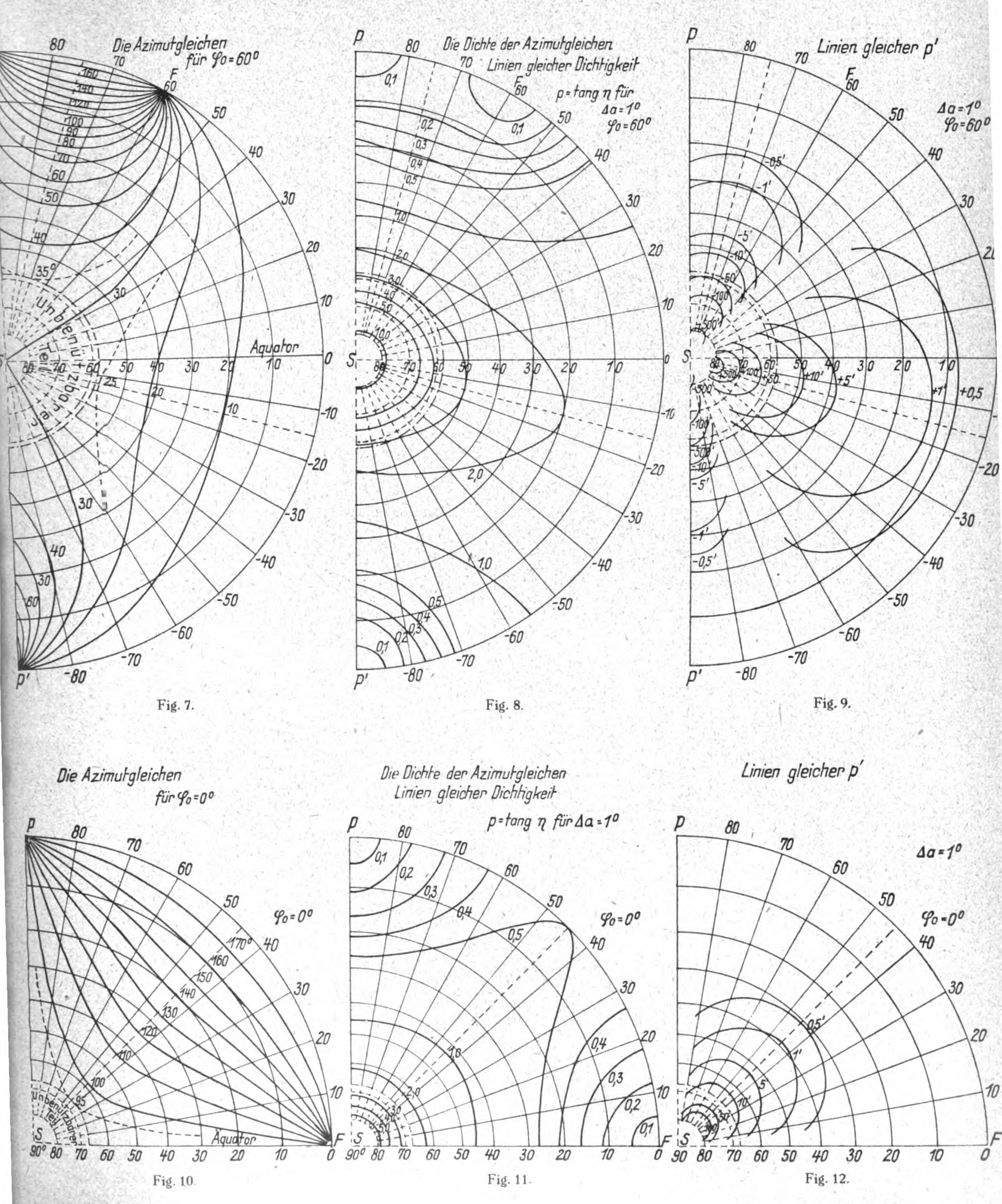


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12.

(Fig. 7) **Azimut.** $\varphi_0 = 60°$

ω	b 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°		73,3	59,3	49,1	41,9	37,0	33,7	31,6	30,4	30,0
80°	180,0	109,9	74,1	55,5	44,9	38,4	34,3	31,8	30,4	30,0
75°	180,0	114,1	76,1	56,4	45,3	38,6	34,4	31,8	30,4	30,0
70°	180,0	109,9	74,1	55,5	44,9	38,4	34,3	31,8	30,4	30,0
60°		73,3	59,3	49,1	41,9	37,0	33,7	31,6	30,4	30,0
50°	0,0	32,9	40,6	39,8	37,2	34,7	32,6	31,1	30,3	30,0
40°	0,0	17,1	27,2	31,2	32,1	31,9	31,2	30,6	30,1	30,0
30°	0,0	11,0	18,5	24,8	27,7	29,1	29,8	30,0	30,0	30,0
20°	0,0	8,1	15,1	20,5	24,3	26,8	28,4	29,3	29,9	30,0
10°	0,0	6,7	12,6	17,7	21,9	25,1	27,3	28,8	29,7	30,0
0°	0,0	5,7	11,2	16,1	20,4	23,9	26,6	28,5	29,6	30,0
—10°	0,0	5,4	10,6	15,4	19,6	23,3	26,2	28,3	29,6	30,0
— 15°	0,0	5,3	10,5	15,3	19,5	23,2	26,1	28,3	29,6	30,0
— 20°	0,0	5,4	10,6	15,4	19,6	23,3	26,2	28,3	29,6	30,0
— 30°	0,0	5,7	11,2	16,1	20,4	23,9	26,6	28,5	29,6	30,0
— 40°	0,0	6,7	12,6	17,7	21,9	25,1	27,3	28,8	29,7	30,0
— 50°	0,0	8,1	15,1	20,5	24,3	26,8	28,4	29,3	29,9	30,0
— 60°	0,0	11,0	18,5	24,8	27,7	29,1	29,8	30,0	30,0	30,0
— 70°	0,0	17,1	27,2	31,2	32,1	31,9	31,2	30,6	30,1	30,0
— 80°	0,0	32,9	40,6	39,8	37,2	34,7	32,6	31,1	30,3	30,0
90°		73,3	59,3	49,1	41,9	37,0	33,7	31,6	30,4	30,0

(Fig. 10) **Azimut.** $\varphi_0 = 0°$

ω	b 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90° 0°		90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0
80° 10°	180,0	133,7	113,8	104,4	98,9	95,3	92,8	91,2	90,3	90,0
70° 20°	180,0	150,9	129,7	115,7	106,4	99,8	95,3	92,3	90,6	90,0
60° 30°	180,0	157,5	138,2	123,0	111,6	103,2	97,1	93,1	90,8	90,0
50° 40°	180,0	159,9	141,8	126,4	114,2	104,9	98,1	93,5	90,9	90,0
45° 45°	180,0	160,3	142,2	126,9	114,5	105,1	98,3	93,6	90,9	90,0

lichst Funkstationen auf niederer Breite wählen, wenn man langstrahlige Wellen beobachten will. Das zeigen auch die Tabellen für $p = \mathrm{tg}\,\eta$, die durchweg für $\varphi_0 = 0$ höchstens die Hälfte der Werte für $\varphi_0 = 60°$ aufweisen. Bleibt man in dem oben in einer Tabelle aufgestellten Abstand (b höchstens 67°!) von dem Punkte S, so bleibt p auch für langstrahlige Wellen weitab von dem Werte ∞. Die Grenzen sind wieder gemäßigter, wenn die Funkstation auf niederer Breite ist. Die Frage nach der Vernachlässigung von Gliedern zweiter Ordnung beantwortet sich nach den p'-Tabellen dahin, daß sie in geringen Abständen vom Meridian der Funkstation, also in den Fällen, die heute noch bei weitem überwiegen, vollständig unbedenklich ist. Treten sie doch selbst in dem ungünstigen Fall $\varphi_0 = 60°$ erst bei $b = 20°$ über die Schwelle von 1′ bei einem Azimutfehler von 1°.

für $\Delta a = 1°$ (Fig. 8.) $p = \mathrm{tg}\,\eta$ $\varphi_0 = 60°$

ω	b 0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0,000	0,184	0,423	0,764	1,256	1,980	3,123	5,249	11,212	∞
80°	0,119	0,188	0,379	0,701	1,190	1,919	3,074	5,214	11,197	∞
75°	0,134	0,193	0,375	0,693	1,181	1,913	3,069	5,208	11,195	∞
70°	0,119	0,188	0,379	0,701	1,190	1,919	3,074	5,214	11,197	∞
60	0,000	0,184	0,423	0,764	1,256	1,980	3,123	5,249	11,212	∞
50	0,223	0,325	0,560	0,902	1,388	2,096	3,215	5,315	11,245	∞
40	0,524	0,600	0,796	1,115	1,578	2,258	3,344	5,401	11,292	∞
30	0,866	0,921	1,148	1,376	1,805	2,447	3,490	5,504	11,342	∞
20	1,208	1,254	1,399	1,650	2,041	2,643	3,641	5,609	11,393	∞
10	1,509	1,517	1,672	1,895	2,251	2,814	3,774	5,694	11,440	∞
0	1,732	1,770	1,880	2,081	2,411	2,948	3,873	5,762	11,475	∞
— 10	1,851	1,886	1,988	2,181	2,498	3,017	3,925	5,795	11,493	∞
— 15	1,866	1,894	2,004	2,192	2,507	3,026	3,933	5,801	11,495	∞
— 20	1,851	1,886	1,988	2,181	2,498	3,017	3,925	5,795	11,493	∞
— 30	1,732	1,770	1,880	2,081	2,411	2,948	3,873	5,762	11,475	∞
— 40	1,509	1,517	1,672	1,895	2,251	2,814	3,774	5,694	11,440	∞
— 50	1,208	1,254	1,399	1,650	2,041	2,643	3,641	5,609	11,393	∞
— 60	0,866	0,921	1,148	1,376	1,805	2,447	3,490	5,504	11,342	∞
— 70	0,524	0,600	0,796	1,115	1,578	2,258	3,344	5,401	11,292	∞
— 80	0,223	0,325	0,560	0,905	1,388	2,096	3,215	5,315	11,245	∞
— 90	0,000	0,184	0,423	0,764	1,256	1,980	3,123	5,249	11,212	∞

wenn die Station auf niederer Breite liegt. Wie ungleichmäßig dicht die Azimutgleichen bei hochbreitigen Funkstationen sein können, zeigt das Schaubild für $\varphi_0 = 60°$. Bei Funkpeilungen sollte man also tun-

Bedenkliche Dimensionen ca. 20′ nehmen die Glieder zweiter Ordnung erst in den Fällen an, wo eine Beobachtung wegen zu großer Annäherung an S ausgeschlossen ist, wo also das beobachtete Azimut sich von dem Komple-



ment der Funkstationsbreite um weniger als 5° unterscheidet. Je näher die Funkstation an den Äquator rückt, desto unbedenklicher wird die Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung; auf gewissen Linien (Äquator, Meridian von S) sind sie überhaupt null und übersteigen erst bei $b = 40°$ in der Mittellage ($\omega = 45°$) eine Seemeile und bleiben auch hart an der zulässigen Grenze $b = 67°$ in der Größenordnung 10 Seemeilen.

Diese Betrachtung gilt zunächst für einen Azimutunterschied $\Delta a = a_0 - a_r = 1°$. Bei großer Dichtigkeit, wo das Dichtigkeitsmaß $\operatorname{tg} \eta$ sehr klein ist, also in der Nähe der Pole und der Funkstation, wird die Zahl Δa leicht auch größer als 1° werden können, trotzdem bleibt aber $p = \Delta a \cdot \operatorname{tg} \eta$ in gemäßigten Grenzen. Umgekehrt kann bei geringer Dichtigkeit der Azimutgleichen, also bei großem $\operatorname{tg} \eta$, der gegißte Ort unmöglich soweit von der Standlinie entfernt sein, daß $\Delta a = 1°$ wird; das würde

für $\Delta a = 1°$ (Fig. 11.) $p = \operatorname{tg} \eta$ $\varphi_0 = 0°$

ω		b									
		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0°	0,000	0,176	0,364	0,577	0,838	1,192	1,732	2,747	5,671	∞
80°	10°	0,171	0,244	0,398	0,596	0,849	1,197	1,734	2,748	5,671	∞
70°	20°	0,321	0,362	0,473	0,641	0,875	1,209	1,740	2,750	5,672	∞
60°	30°	0,433	0,461	0,546	0,688	0,902	1,224	1,746	2,751	5,672	∞
50°	40°	0,492	0,512	0,589	0,718	0 920	1,233	1,750	2,753	5,672	∞
45°	45°	0,500	0,523	0,594	0,722	0,922	1,234	1,750	2,753	5,672	∞

für $\Delta a = 1°$ p' $\varphi_0 = 60°$

ω	b									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0006	0,0017	0,0048	0,0187	0,1617	∞
75°	0,0000	0,0000	0,0001	0,0003	0,0008	0,0021	0,0062	0,0243	0,2168	∞
60°	0,0000	0,0000	0,0001	0,0002	0,0006	0,0017	0,0048	0,0187	0,1617	∞
0°	0,0000	0,0002	0,0004	0,0007	0,0012	0,0025	0,0061	0,0207	0,1658	∞
— 15°	0,0000	0,0002	0,0005	0,0008	0,0016	0,0033	0,0079	0,0271	0,2184	∞

für $\Delta a = 1°$ (Fig. 9) p' in Minuten $\varphi_0 = 60°$

ω	b									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0′	0′	0′	1′	2′	6′	17′	68′	581′	∞
75°	0′	0′	0′	1′	3′	8′	22′	88′	766′	∞
60°	0′	0′	0′	1′	2′	6′	17′	68′	581′	∞
0°	0′	1′	1′	3′	4′	9′	22′	75′	597′	∞
— 15°	0′	1′	2′	3′	6′	12′	28′	98′	786′	∞

für $\Delta a = 1°$ p' $\varphi = 0°$

ω		b									
		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0°	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	∞
45°	45°	0,0000	0,0000	0,0000	0,0001	0,0003	0,0007	0,0018	0,0068	0,0539	∞

für $\Delta a = 1°$ (Fig. 12) p' in Minuten $\varphi_0 = 0$

ω		b									
		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90°	0°	0′	0′	0′	0′	0′	0′	0′	0′	0′	
45°	45°	0′	0′	0′	0′	1′	3′	7′	25′	194′	∞

erfordern, daß der gegißte Ort um mehrere Grade von der Standlinie gewählt würde. Nur ein sehr unsicheres Besteck könnte solche Verhältnisse zeitigen. Praktisch wird also in solchen Gegenden Δa stark unter 1° bleiben und damit $p = \Delta a \cdot \operatorname{tg} \eta$, diesmal wegen der Kleinheit des ersten Faktors, in handlicher Größe bleiben. Dies gilt in noch stärkerem Maße von der Größe p'.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, **daß bei der durch die Formelgruppe 10) gegebenen Berechnungsart der Azimutgleiche die Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung praktisch unbedenklich ist.**

VIII. Bei allen Differentialmethoden muß man sich vergegenwärtigen, daß man zunächst einmal einen Punkt der gewünschten Kurve bestimmt hat, und im übrigen die Kurve durch ihre Tangente ersetzt. Bei einer Ortsbestimmung durch zwei solcher Standlinien kommt es immer darauf an, mit welcher Genauigkeit ihr Schnittpunkt den wahren Ort ergibt. Hier wird die Krümmung der wirklichen Linie eine Rolle spielen. Je weiter der Schiffsort auf der Standlinie von dem durch die Rechnung bestimmten Leitpunkt entfernt liegt, desto mehr wird die Krümmung zur Geltung kommen. Das ist aber ein Ergebnis, das niemals von vornherein übersehen werden kann, sondern immer erst dann der Kritik unterworfen werden kann, wenn die beiden Standlinien und ihr Schnittpunkt gezeichnet vorliegen. Darin unterscheidet sich die in dieser Abhandlung diskutierte Methode in keiner Weise von anderen Methoden, die auch die geradlinige Standlinie benutzen.

Die Standlinien zeigen die größte Krümmung auf dem Großkreis $\omega = 45^0 + \frac{\varphi_0}{2}$, man wird also hier die Ausdehnung der geradlinig gezeichneten Standlinie nach beiden Seiten des Leitpunktes mehr beschränken müssen, als an anderen Stellen der Erdoberfläche. Daß mit der Annäherung an den Punkt S (großes b!) diese Vorsicht besonders beachtet werden muß, zeigt ein Blick auf die Schaufiguren 7 und 10.

Endlich ist noch dem Umstand Rechnung zu tragen, daß p in der Richtung ϱ abgetragen wird, während dieses ϱ im Leitpunkt sich bereits geändert haben wird. Der Änderung von ϱ, die es beim Übergang vom gegißten Ort zum Leitpunkt erfährt, kann nach Formel 24 ff.) Rechnung getragen werden. Die beifolgende Tabelle für $\varphi_0 = 60^0$ und $\varphi_0 = 0^0$ gibt die Größe dieser Werte unter Vernach-

Tafel für $\Delta \varrho$ ($\Delta a = 1^0$; $\varphi_0 = 60^0$)
bei Berücksichtigung von Größen erster Ordnung.

ω	b									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
	°	°	°	°	°	°	°	°	°	
90°	0,00	− 0,03	− 0,13	− 0,33	− 0,70	− 1,42	− 3,00	− 7,55	− 32,17	
80°	+ 0,33	+ 0,28	+ 0,12	− 0,18	− 0,75	− 1,85	− 4,27	− 11,24	− 48,96	
70°	+ 0,67	+ 0,62	+ 0,43	+ 0,05	− 0,65	− 2,00	− 4,96	− 12,51	− 59,78	
60°	+ 1,00	+ 0,94	+ 0,74	+ 0,33	− 0,41	− 1,84	− 5,00	− 14,10	− 63,33	
50°	+ 1,27	+ 1,21	+ 1,02	+ 0,64	− 0,06	− 1,40	− 4,37	− 12,92	− 59,19	− ∞
40°	+ 1,44	+ 1,39	+ 1,24	+ 0,93	+ 0,36	− 0,74	− 3,16	− 10,13	− 47,84	
30°	+ 1,50	+ 1,47	+ 1,37	+ 1,17	+ 0,80	+ 0,08	− 1,50	− 6,05	− 30,67	
20°	+ 1,44	+ 1,43	+ 1,40	+ 1,32	+ 1,20	+ 0,95	+ 0,40	− 1,18	− 9,73	
10°	+ 1,27	+ 1,28	+ 1,31	+ 1,38	+ 1,51	+ 1,76	+ 2,31	+ 3,89	+ 12,34	
0°	+ 1,00	+ 1,03	+ 1,13	+ 1,33	+ 1,70	+ 2,42	+ 4,00	+ 8,55	+ 33,17	
− 10°	+ 0,67	+ 0,72	+ 0,78	+ 1,18	+ 1,75	+ 2,85	+ 5,27	+ 12,24	+ 49,96	
− 20°	+ 0,33	+ 0,38	+ 0,57	+ 0,94	+ 1,65	+ 3,00	+ 5,96	+ 13,51	+ 60,78	
− 30°	+ 0,00	+ 0,06	+ 0,26	+ 0,67	+ 1,41	+ 2,84	+ 6,00	+ 15,10	+ 64,33	+ ∞
− 40°	− 0,27	− 0,21	− 0,02	+ 0,36	+ 1,06	+ 2,40	+ 5,37	+ 13,92	+ 60,19	
− 50°	− 0,44	− 0,39	− 0,24	+ 0,07	+ 0,64	+ 1,74	+ 4,16	+ 11,23	+ 48,84	
− 60°	− 0,50	− 0,47	− 0,37	− 0,17	+ 0,20	+ 0,92	+ 2,50	+ 7,05	+ 31,67	
− 70°	− 0,14	− 0,43	− 0,40	− 0,32	− 0,20	+ 0,05	+ 0,60	+ 2,18	+ 10,73	
− 80°	− 0,27	− 0,28	− 0,31	− 0,38	− 0,51	− 0,76	− 1,31	− 2,89	− 11,34	− ∞
− 90°	0,00	− 0,03	− 0,13	− 0,33	− 0,70	− 1.42	− 3,00	− 7,55	− 32,17	

($\Delta a = 1^0$; $\varphi_0 = 0^0$)

ω	b									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
	°	°	°	°	°	°	°	°	°	
90°	0,00	− 0,03	− 0,13	− 0,33	− 0,70	− 1,42	− 3,00	− 7,55	− 32,17	
80°	+ 0,03	+ 0,00	− 0,09	− 0,28	− 0,63	− 1,30	− 2,79	− 7,06	− 30,20	
70°	+ 0,12	+ 0,09	+ 0,02	− 0,14	− 0,42	− 0,97	− 2,18	− 5,67	− 24,53	− ∞
60°	+ 0,25	+ 0,23	+ 0,18	+ 0,08	− 0,10	− 0,46	− 1,25	− 3,52	− 15,83	
50°	+ 0,41	+ 0,41	+ 0,39	+ 0,36	+ 0,29	+ 0,17	− 0,11	− 0,90	− 5,17	
40°	+ 0,59	+ 0,59	+ 0,61	+ 0,64	+ 0,71	+ 0,83	+ 1,11	+ 1,90	+ 6,17	
30°	+ 0,75	+ 0,77	+ 0,82	+ 0,92	+ 1,10	+ 1,46	+ 2,25	+ 4,52	+ 16,83	
20°	+ 0,88	+ 0,91	+ 0,98	+ 1,14	+ 1,42	+ 1,97	+ 3,18	+ 6,67	+ 25,53	+ ∞
10°	+ 0,97	+ 1,00	+ 1,09	+ 1,28	+ 1,63	+ 2,30	+ 3,79	+ 8,06	+ 31,20	
0°	+ 1,00	+ 1,03	+ 1,13	+ 1,33	+ 1,70	+ 2,42	+ 4,00	+ 8,55	+ 33,17	

lässigung des Gliedes $B \sin^2 \varrho$ an. Man ersieht aus den Zahlen, daß sie in geringen Abständen vom Meridian der Funkstation in engen Grenzen bleiben, bei größeren Abständen allerdings stark zunehmen, was aber wieder nicht so schwerwiegend ist, wenn man die Bedingung, daß b praktisch unter einem bestimmten Wert zu bleiben hat, im Auge behält. Auch hier zeigt sich, daß die Änderung von ϱ bei niederer Breite der Funkstation geringfügiger ist als bei hoher Lage der Funkstation. Wenn auch bei großem b in zulässigen Fällen $\Delta \varrho$ bis zu 4^0 ansteigt, so ist wiederum zu bedenken, daß dort Azimutunterschiede $\Delta a = a_0 - a_r$ höchst wahrscheinlich (siehe oben) die der Tabelle zugrunde gelegte Größe von 1^0 nicht erreichen werden. Einen wesentlichen Einfluß auf die Berechnung von p hat dieser Fehler $\Delta \varrho$ nicht, er würde lediglich eine unbedenkliche Drehung der Standlinie (Fig. 13c) verursachen, was im Falle der Figur 13b natürlich schwerer wiegt als im Falle der Figur 13a. Auch bei der Höhenmethode der nautischen Astronomie wird diesem Umstand praktisch keine Rechnung getragen.

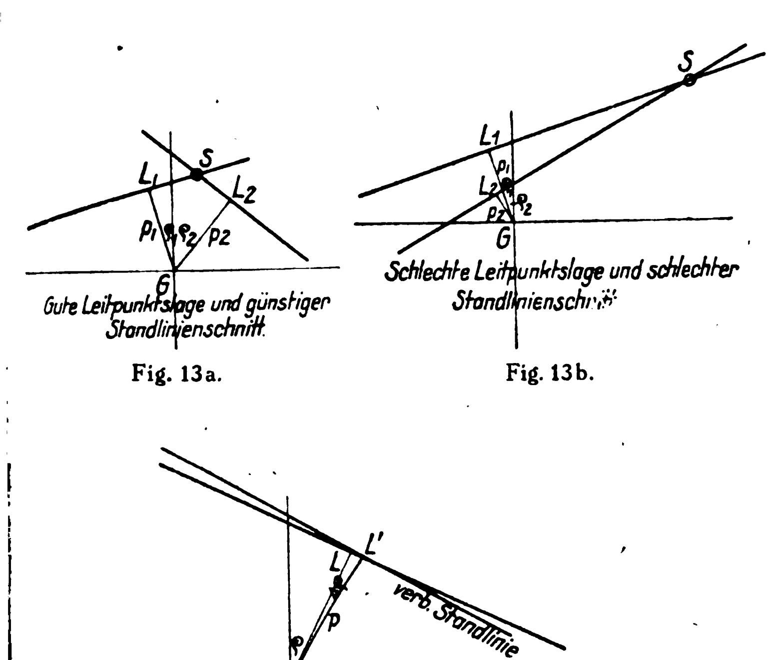


Fig. 13a. Fig. 13b.

Fig. 13c.

Wie bei allen Differentialmethoden in der Nautik wird auch im Falle der Azimutgleiche, wenn die Größen p groß werden und wenn der Schnittpunkt der Standlinien weitab von den Leitpunkten fällt, der Rat befolgt werden, diesen Schnittpunkt als neuen gegißten Ort zu wählen und mit ihm die Rechnung zu wiederholen. Dieser Rat ist um so leichter zu befolgen, als die Methode, die in den Formeln 10) zusammengestellt ist, sich durch Kürze des Verfahrens hervortut.

IX. Das Verfahren verlangt, zunächst den Längenunterschied λ zwischen gegißtem Ort und der Funkstation zu bilden, dann aus den Größen φ und λ die Werte b, ω, σ und weiter ϱ zu bilden, daraus a_r zu berechnen und dieses Azimut mit dem beobachteten Azimut a_0 zu vergleichen. Bestimmt man noch die Hilfsgröße η und daraus p, so hat man dieses p in der Richtung ϱ anzutragen; dann erhält man den Leitpunkt der Standlinie und diese selbst rechtwinklig zu ϱ. Setzt man $l = 90^0 - \lambda$, so gehen die Gleichungen 10) über in

$$\left.\begin{array}{ll} \text{a)} & \sin b = \cos \varphi \cos l \\ \text{b)} & \operatorname{cotg} \omega = \sin l \operatorname{cotg} \varphi \\ \text{c)} & \operatorname{cotg} \sigma = \sin \varphi \operatorname{cotg} l \\ \text{d)} & \operatorname{cotg} \varrho = \sin b \operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0) \\ \text{e)} & a_r = \sigma + \varrho \\ \text{f)} & \Delta a = a_0 - a_r \\ \text{g)} & \operatorname{cotg} \eta = \sin a \operatorname{cotg} b \\ \text{h)} & p = \Delta a \cdot \operatorname{tg} \eta \end{array}\right\} \quad (29)$$

Zur Berechnung dieser Größen bedarf man dreier Tafeln. Die erste läßt b aus φ und λ bestimmen; eine zweite Tafel, die auf der Grundlage $\operatorname{cotg} z = \sin x \cdot \operatorname{cotg} y$ aufgestellt ist, ermöglicht die Erledigung der Gleichungen 29 b) c) d) g) und eine dritte Tafel zur Bestimmung von p ist lediglich eine Tafel der natürlichen Werte der Tangensfunktion.

Eine weitere Frage ist noch, mit welcher Genauigkeit solche Tafeln aufgestellt werden müssen. Die Genauigkeit wird innerhalb der möglichen Meßgenauigkeit für Bordpeilungen liegen müssen. Diese beträgt heutzutage etwa 1^0. Wenn man die Tafeln also mit einer Genauigkeit von $0,^01$ ausstattet, wird man immer noch innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit bleiben. Die Sicherheit, mit der dann der Schiffsort gewonnen wird, wird in denselben Grenzen bleiben, also etwa $0,^01 = 6'$ betragen.

Ein Beispiel möge die Methode erläutern:

Man peilt auf etwa $46^0\ 16'\ N$ und $42^0\ 7'\ W$ Clifden ($53^0\ 27'\ N$, $10^0\ 1'\ W$) in N $59,^05$ Ost und Lissabon ($38^0\ 47'\ N$, $9^0\ 23'\ W$) in N $96,^05$ Ost. Wo steht das Schiff?

Standlinie Clifden:		Standlinie Lissabon:	
$\lambda_0 = 10,^00$ W.		$\lambda_0 = 9,^04$ W.	
$\lambda = 42,^01$ W.		$\lambda = 42,^01$ W.	
$\lambda = 32,^01$ Ost		$\lambda = 32,^07$ Ost	
$l = 57,^09$		$l = 57,^03$	
$\varphi = 46,^03$ N.		$\varphi = 46,^03$	
$b = 21,^06$	$\omega = 51,^00$	$b = 21,^09$	$\omega = 51,^02$
$\sigma = 65,^06$	$-\varphi_0 = -53,^05$	$\sigma = 65,^01$	$-\varphi_0 = -38,^08$
‖ $\varrho = -6,^07$	$\omega - \varphi_0 = -2,^05$	‖ $\varrho = +80,^04$	$\omega - \varphi_0 = +12,^04$
$a_r = 58,^09$		$a_r = 95,^05$	
$a_0 = 59,^05$	$f = 24,8$	$a_0 = 96,^05$	$f = 21,9$
$\Delta a = +0,^06$		$\Delta a = +1,^00$	
‖ $p = +0,6 \cdot 24,8 = +17'$		‖ $p = +1,0 \cdot 21,9 = +22'$	

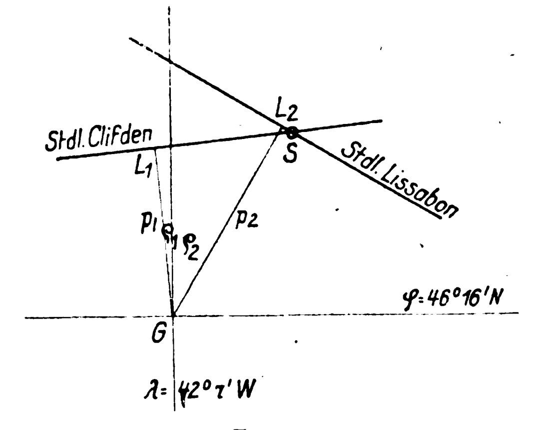


Fig. 14.

Die Zeichnung (Fig. 14) gibt als Schiffsort

$\varphi = 46^0\ 34'\ N$ $\lambda = 41^0\ 43'\ W$.

X. Die Größe $f = \operatorname{tg} \eta$ ist zugleich ein Maß für die Dichtigkeit der Azimutgleichen, das heißt, sie gibt an, wie weit zwei Azimutgleichen derselben Funkstation, deren Azimute sich um 1° unterscheiden, voneinander entfernt sind. Man hat damit ein Maß, um die Einwirkung eines Fehlers, der bei der Beobachtung gemacht worden ist, abzuschätzen. Würde man drei Stationen gleichzeitig anpeilen und die daraus bestimmten Azimutgleichen zeichnen, so verlangt die Theorie, daß diese drei Standlinien sich in einem Punkte, nämlich dem Schiffsort, schneiden. Sind die Beobachtungen aber mit Fehlern behaftet, so werden die Standlinien in der Gegend des Schiffsortes aneinander vorbeilaufen, also ein Dreieck bilden, das man Fehlerdreieck nennen kann. Man hat nun die drei Standlinien um Abstände, die ihren jeweiligen Fehlern entsprechen, solange parallel zu sich selber zu verschieben, bis sie durch einen Punkt gehen. Nimmt man an, daß alle drei Beobachtungen mit demselben konstanten Fehler behaftet sind, was z. B. bei konstanten Deviationen, bei Nullpunktsverschiebungen usw. eintritt, so hat man die erste Standinie um einen Betrag, der dem Faktor $f_1 = \operatorname{tg} \eta_1$ proportional ist, parallel zu verschieben, die zweite um einen Betrag, der $f_2 = \operatorname{tg} \eta_2$, die dritte um einen Betrag, der $f_3 = \operatorname{tg} \eta_3$ proportional ist. Man macht das in der Weise, daß man die Zahlen f_1, f_2, f_3 in irgend einer Maßeinheit senkrecht zu den Standlinien aufträgt, wodurch ein ähnliches Dreieck im Innern des Fehlerdreiecks auftritt; verbindet man die entsprechenden Ecken der Dreiecke miteinander, so schneiden sich diese drei Verbindungslinien in einem Punkte, nämlich dem Schiffsort. Diese Verbindungslinie nennt man auch Linien gleichen Azimutunterschiedes zwischen zwei Funkstationen. Sie sind frei von den eben besprochenen konstanten Fehlern, die einer einzigen Beobachtung anhaften können, weil sie bei der Differenzbildung herausfallen. Ihre Konstruktion empfiehlt sich in allen Fällen, wo solche Fehler angenommen werden können, also insbesondere auf hohen Breiten, wo die Festlegung des Meridians Schwierigkeiten hat (Versagen des Kreiselkompasses auf hohen Breiten). Mißt man aus der Figur die Entfernungen des Schiffsortes von den einzelnen Standlinien ab und dividiert sie durch die jeweiligen Faktoren f_1, f_2, f_3, so ist daraus der Fehler zu berechnen, der jeder Beobachtung anhaftet.

Ein Beispiel möge auch diesen Fall erläutern:

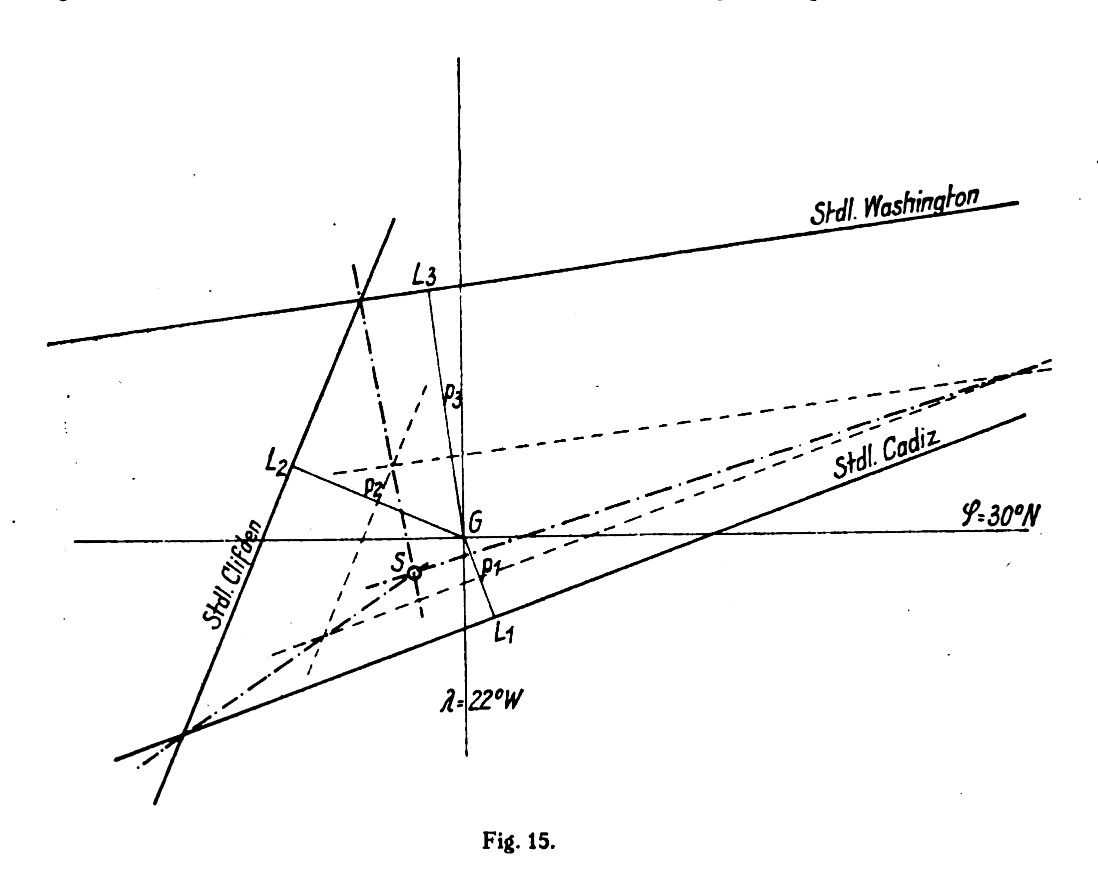


Fig. 15.

Auf etwa 30° *N* und 22° *W* peilt man

Cadiz (36° 30′ *N*, 6° 16′ *W*) in *N* 58,°5 Ost.
Clifden (53° 27′ *N*, 10° 1′ *W*) in *N* 18,°0 Ost.
Washington (38° 59′ *N*, 76° 27′ *W*) in *N* 64,°0 *W*.

Wo steht das Schiff und welches war der Beobachtungsfehler?

1. Standlinie Cadiz:

$\lambda_0 =$	6° 16′ W.		
$\lambda =$	22° 0′ W.		
$\lambda =$	15° 44′ Ost.		
$l =$	74° 16′		
$\varphi =$	30° 0′ N		
$b =$	13° 35′	$\omega =$	30° 57′
$a =$	81° 59′	$-\varphi_0 =$	− 36° 30′
$\varrho =$	− 22° 29′	$\omega - \varphi_0 =$	− 5° 33′
$a_r =$	N 59° 30′ Ost		
$a_0 =$	N 58° 30′ Ost	$\eta =$	15° 40′
$\Delta a =$	− 1° 0′	$f_1 =$	0,280

$p_1 = -60 \cdot 0{,}280 = -17'$



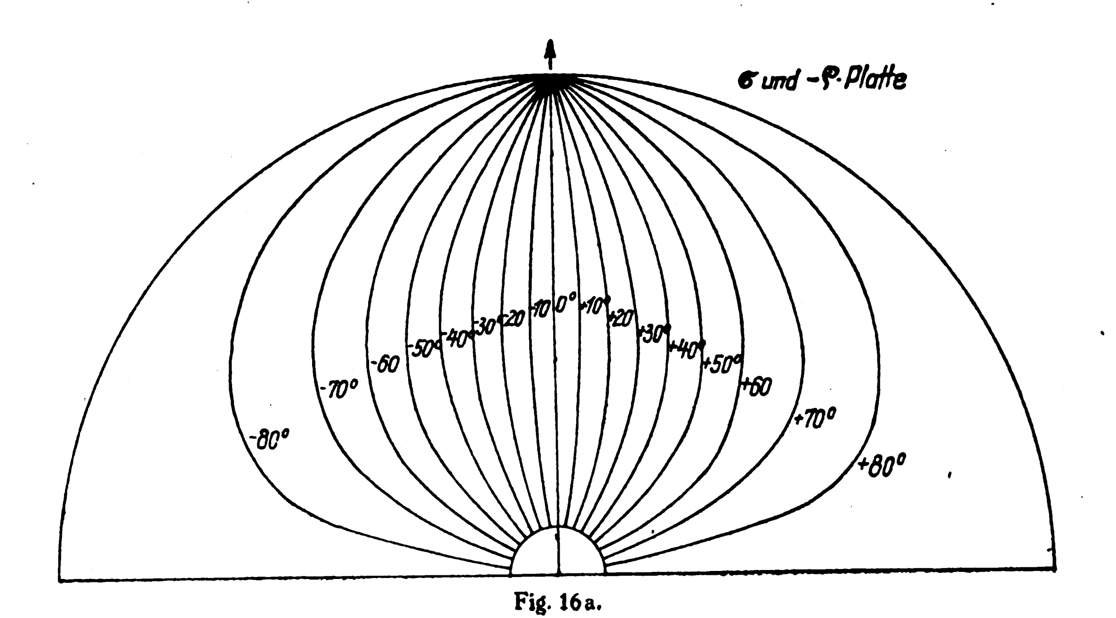


Fig. 16a.

Fig. 16b.

2. Standlinie Clifden:

$\lambda_0 = 10^0 \; 1' \text{ W.}$
$\lambda = 22^0 \; 0' \text{ W.}$
$\lambda = 11^0 \; 59' \text{ Ost.}$
$l = 78^0 \; 1'$
$\varphi = 30^0 \; 0' \text{ N.}$
$b = 10^0 \; 22' \qquad \omega = 30^0 \; 33'$
$\sigma = 83^0 \; 56' \qquad -\varphi_0 = -53^0 \; 27'$
$\| \varrho = -66^0 \; 56' \qquad \omega - \varphi_0 = -22^0 \; 54'$
$a_r = N \; 17^0 \; 0' \text{ Ost}$
$a_0 = N. \; 18^0 \; 0' \text{ Ost} \qquad \eta = 32^0 \; 2'$
$\Delta a = +1^0 \; 0' \qquad f_2 = 0{,}626$

$$p = +60 \cdot 0{,}626 = \underline{+38'}$$

3. Standlinie Washington:

$\lambda_0 = 76^0 \; 27' \text{ W}$
$\lambda = 22^0 \; 0' \text{ W}$
$\lambda = 54^0 \; 27' \text{ W}$
$l = 35^0 \; 33'$
$\varphi = 30^0 \; 0' \text{ N}$
$b = 44^0 \; 48' \qquad \omega = 44^0 \; 48'$
$\sigma = 55^0 \; 1' \qquad -\varphi_0 = -38^0 \; 59'$
$\| \varrho = +8^0 \; 14' \qquad \omega - \varphi_0 = +5^0 \; 49'$
$a_r = \text{N} \; 63^0 \; 15' \text{ W}$
$a_0 = \text{N} \; 64^0 \; 0' \text{ W} \qquad \eta = 48^0 \; 3'$
$\Delta a = +45' \qquad f_3 = 1{,}112$

$$p = +45 \cdot 1{,}112 = \underline{+50'}$$

Zeichnet man das Standliniendreieck und verfährt wie oben, so liegt der Schnittpunkt der drei strichpunktierten Linien auf $29^0 \; 53' \; N$ und $22^0 \; 11{,}'5 \; W$. Die Abstände dieses Punktes von den Standlinien sind 14′, 31′, 55′, die Azimutfehler unter Berücksichtigung der Richtung $+14' : 0{,}28 = +50' = +0{,}^0 8$ bzw. $-31' : 0{,}62 = -50' = -0{,}^0 8$ und $-55' : 1{,}11 = -50' = -0{,}^0 8$. Die richtigen Peilungen wären also gewesen N 59,°3 Ost, N 17,°2 Ost und N 62,°2 W.

XI. Ein Blick auf die Formel 10c) und d) zeigt, daß σ und ϱ nach denselben Gleichungen berechnet werden, wenn man setzt $\operatorname{cotg} \sigma = \sin b \operatorname{cotg} (90^0 - \omega)$ und $\operatorname{cotg} \varrho = \sin b \operatorname{cotg} (\omega - \varphi_0)$. Die Zählrichtungen sind verschieden, indem σ vom Meridian des Punktes S rechtsherum und ϱ vom Großkreis SF linksherum zählt. Dasselbe Ergebnis zeitigt auch ein Blick auf Fig. 6. Zeichnet man sich daher in einem Polarkoordinatensystem b, ω in stereographischer Projektion aus dem Punkte S das Kurvensystem der σ ein, so ist dies zu gleicher Zeit ein System der negativ genommenen ϱ-Werte. Das gibt eine bequeme g r a p h i s c h e M e t h o d e zur Bestimmung des Azimutes. Statt der Koordinaten b, ω wird man am zweckmäßigsten die geographischen Koordinaten φ, λ einzeichnen, was einer stereographischen Äquatorialprojektion aus dem Punkte S gleichkommt. Diese Zeichnung möge „Grundplatte" genannt werden (Fig. 16b). Stellt man sich mit den in der folgenden Tabelle gegebenen Werten σ eine durchsichtige „σ und $-\varrho$-Platte" her, die denselben Durchmesser hat, und zentriert beide Platten auf denselben Mittelpunkt S, so hat man nun auf der Grundplatte die drei Punkte:

Tabelle der σ-Werte.

ω	b									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
	°	°	°	°	°	°	°	°	°	°
90°		0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
80°	90,0	45,4	27,3	19,4	15,3	13,0	11,5	10,6	10,2	10,0
70°	90,0	64,5	46,8	36,1	29,5	25,4	22,8	21,2	20,3	20,0
60°	90,0	73,3	59,4	49,1	41,9	37,0	33,7	31,6	30,4	30,0
50°	90,0	78,3	67,8	59,2	52,6	47,6	44,1	41,8	40,4	40,0
40°	90,0	81,6	74,0	67,2	61,7	57,3	54,0	51,8	50,4	50,0
30°	90,0	84,3	78,8	73,9	69,6	66,2	63,4	61,5	60,4	60,0
20°	90,0	84,4	82,9	79,7	76,8	74,4	72,5	71,1	70,3	70,0
10°	90,0	88,3	86,5	85,0	83,5	82,9	81,3	80,6	80,2	80,0
0°	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0	90,0

1. Pol, 2. die Funkstation am äußeren Rande mit der Breite φ_0 und 3. den gegißten Ort mit den Koordinaten φ und λ (Längenunterschied gegen die Funkstation) anzumerken. Die durchsichtige „σ und $-\varrho$-Platte" drehe man nunmehr zunächst mit ihrem Pfeil auf den Pol ein und lese an der Stelle des durchscheinenden gegißten Ortes den Wert σ ab und notiere ihn sich. Dann drehe man die durchsichtige Platte solange, bis der Pfeil auf die Funkstation fällt und gebe dem Plattenwert, der an Stelle des durchscheinenden gegißten Ortes erscheint, das entgegengesetzte Vorzeichen, nenne es ϱ und notiere es unter σ, die algebraische Summe der beiden Zahlen gibt das Azimut a. Selbst die Bestimmung der Azimutgleiche läßt sich innerhalb des Genauigkeitsgrades, den die Dimensionen der Platte gewähren, durchführen. Denn auf der Grundplatte läßt sich mit dem Zirkel der Abstand des gegißten Ortes von dem Begrenzungskreis absetzen und auf einem Radialmaßstab (Äquator) abmessen, wodurch man die benötigte Größe b erhält. Man bekommt so durch eine kleine Rechnung aus den so bestimmten Größen a und b den Faktor $f = \operatorname{cosec} a \; \operatorname{tg} b$ und damit $p = \Delta a \cdot f$. Da ϱ schon bekannt ist, steht der Zeichnung der Azimutgleiche nach oben gegebenem Muster nichts mehr im Wege.

Zusammenfassung.

Es wird eine vollständige Theorie der Azimutgleiche entwickelt und zu ihrer Berechnung eine differentielle Abstandsmethode nach dem Muster nautischer Rechenmethoden abgeleitet. Es wird nachgewiesen, daß man bei dieser Methode mit Größen erster Ordnung in allen praktischen Fällen völlig auskommt, indem der Einfluß der Glieder zweiter Ordnung für verschiedene Fälle untersucht und ihre Unbedeutendheit festgestellt wird. Zugleich werden die Grenzen der Verwendbarkeit von Bordpeilungen angegeben. Es stellt sich heraus, daß Bordpeilungen von Funkstationen auf niederer Breite denen auf höherer Breite vorzuziehen sind. Auf die durch Krümmung der Azimutgleiche hervorgerufenen Fehler wird näher eingegangen. Die Dichtigkeit der Azimutgleichen wird näher untersucht und daraus eine Methode entwickelt, um aus drei Bordpeilungen eine von konstanten Peilungsfehlern freie Lösung zu finden und zugleich auch den Beobachtungsfehler festzustellen. Aus den Überlegungen läßt sich endlich noch eine einfache graphische Methode zur Bestimmung des Azimutes gewinnen.

Referate.

Ch. N. Weyl und **S. Harris.** Die Messung des Verlustwiderstandes von Empfangskondensatoren bei Hochfrequenz. (A Method of measuring at radio frequencies the equivalent series resistance of condensers interded for use in radio receiving circuits.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 109—21, 1925.

In der Einleitung machen die Verfasser Front gegen die Annahme, daß der Leistungsfaktor $R_c\,\omega C$ (R_c = Serienwiderstand des Kondensators von der Kapazität C, ω = Kreisfrequenz der Schwingungen) konstant und demnach der Wirkwiderstand R_c umgekehrt proportional der Frequenz sei. Sie wenden sich besonders dagegen, daß man den Wirkwiderstand eines Kondensators bei Mittelfrequenz bestimmt und dann daraus mit Hilfe dieser Abhängigkeit von der Frequenz den Widerstand für Hochfrequenz ableitet.

Die Methode der Verfasser, um den Wirkwiderstand von Kondensatoren bei Hochfrequenz zu bestimmen, besteht einfach darin, daß sie einen Röhrengenerator von der Meßfrequenz auf einen Kreis induzieren lassen, der den zu untersuchenden Kondensator C, eine veränderliche Induktivität L und einen praktisch verlustfreien Widerstand Rs und einen Strommesser enthält. Der Kreis wird in Resonanz mit dem Röhrengenerator gebracht und der Strom abgelesen einmal (J_2), wenn der Widerstand Rs im Kreise und dann (J_1), wenn er kurz geschlossen ist. Dann ist der gesuchte Wirkwiderstand des Kondensators

$$R_c = \frac{R_s}{\frac{J_1}{J_2} - 1} - R$$

wenn R den Widerstand der Induktivität, des Strommessers und der sonstigen Leitungen bedeutet.

Der Widerstand Rs ist ein gerader Manganindraht, die Induktivität L ein rechteckiger Rahmen aus Kupferdraht mit einem verschiebbaren Bügel. Sein Widerstand ist sehr klein und kann aus den Formeln für den Widerstand gerader Drähte bei Hochfrequenz mit genügender Genauigkeit berechnet werden. Um auch den Widerstand des Strommessers möglichst klein zu halten, damit der Einfluß von R möglichst klein wird, wird als Strommesser ein empfindliches Thermo-Galvanometer mit Nebenschluß von kleinem Widerstand benutzt.

Die Messungen, die als Beispiele der Methode angegeben sind, beziehen sich auf Frequenz zwischen $0{,}05 \times 10^6$ und 3×10^6/sec. (λ = 600 — 100 m) und auf Luftkondensatoren von einer maximalen Kapazität von $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ und 1×10^{-3} Mf. Für die Frequenz $1{,}5 \times 10^6$/sec. (λ = 200 m) liegt der Wirkwiderstand etwa zwischen 0,4 und 2 Ohm. Die Messung desselben Kondensators, einmal wenn er in einem Metallgefäß und dann, wenn er ohne dasselbe gebraucht wurde, zeigte eine Vermehrung des wirksamen Widerstandes durch das Metallgefäß um ungefähr 25 %.

J. Zenneck.

L. W. Austin. Eine Anregung für Versuche über die Änderung der Richtung von elektromagnetischen Wellen. (A suggestion for experiments on apparent radio direction variations.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 3—4, 1925.

Bezüglich der scheinbaren Änderung in der Richtung der Wellen langwelliger Stationen auf mäßige Entfernungen (200—700 km) liegen folgende Beobachtungen vor.

1. Bei Nacht zeigen diese Stationen bekanntlich große unregelmäßige Änderungen in ihrer Richtung.
2. Bei Tag, und zwar von der Zeit kurz nach Sonnenaufgang an, ergibt die Funkpeilung nahezu richtige Werte; nur in seltenen Fällen, so besonders während der kalten Tage im Jahre 1924, kommen am Tage Mißweisungen von mehreren Graden vor.
3. Während des vergangenen Jahres wurden in Washington täglich Messungen an den Wellen der Stationen New Brunswick und Tuckerton gemacht. Sie zeigten eine regelmäßige Mißweisung nach Osten, die ungefähr 2 Stunden vor Sonnenuntergang begann, bei Sonnenuntergang verschwand, um dann häufig in eine Mißweisung nach Westen umzuschlagen, ehe die unregelmäßigen nächtlichen Richtungsänderungen einsetzten. Diese Mißweisung vor Sonnenuntergang fehlte an keinem Tage des Jahres und gehörte zu den regelmäßigsten Erscheinungen in der Ausbreitung der Wellen.
4. Die entfernteren Stationen Rocky Point (414 km) und Marion (660 km) zeigten bei Sonnenuntergang weniger regelmäßige Änderungen der Richtung als die Stationen in einer Entfernung um 250 km herum.
5. Annapolis (54 km) ergab keine bestimmte Mißweisung bei Sonnenuntergang, aber häufig Änderungen der Richtung von kurzen Perioden (10 bis 15 Minuten) um 3 bis 4 Grad, und zwar zu allen möglichen Tageszeiten.

Diese scheinbaren Richtungsänderungen sollen von der Reflexion an einer leitenden Schicht in der oberen Atmosphäre herkommen. Nach der Auffassung von Eckersley (Radio review **2,** 60, 1921) soll ihre Ursache eine reflektierte Welle sein, die von oben kommt und deren magnetisches Feld nicht horizontal ist, sondern eine vertikale Komponente besitzt. Wenn diese die obere und untere Seite einer vertikalen Rahmenantenne schneidet, liefert sie eine EMK in dem Rahmen. Um das Telephon trotzdem zum Schweigen zu bringen, ist es dann nötig, den Rahmen aus der Stellung, in der ohne die reflektierte Welle ein Minimum vorhanden sein würde, zu drehen, so daß man dann nicht die wahre Richtung der Wellen beobachtet.

Austin schlägt vor, solche Beobachtungen zu machen und dabei besonders die Frage zu untersuchen, in welcher Entfernung vom Sender diese scheinbaren Richtungsänderungen ein Maximum sind, wie sie von der Richtung der Sendestation und von der Tageszeit abhängen und ähnliches. Er verspricht sich davon wichtige Aufschlüsse über die Ausbreitung der Wellen.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Frequenzvervielfachung.

D.R.P. 415 575. Verfahren zur Frequenzvervielfachung. C. Lorenz Akt. Ges., Berlin-Tempelhof. Erfinder: Karl Schmidt, Berlin-Südende. Zus. z. Pat. 411 002. Patentiert im Deutschen Reiche vom 11. Mai 1921 ab. Ausgegeben am 22. Juni 1925.

Gegenstand des Hauptpatentes ist ein Verfahren zur Frequenzvervielfachung mittels verzerrter Stromkurve durch Anwendung der Kippresonanz in Eisenkreisen, aus denen die höheren Frequenzen gewonnen werden. Das Eisen wird hierbei sehr hohen Sättigungen ausgesetzt. Das Verfahren ermöglicht die Gewinnung von Frequenzen mit gutem Wirkungsgrad, die gegenüber der Grundfrequenz beispielsweise um über das 30 fache gesteigert sind. Es kann bei großen Hochfrequenzanlagen, bei denen im wesentlichen mit verhältnismäßig großen Wellen gearbeitet wird, mit dem üblichen Hochfrequenzeisenblech für die Kerne der Transformatoren bei geeigneter Dimensionierung und Kühlung durchgeführt werden. Bei kleinen Hochfrequenzanlagen für verhältnismäßig kleine Wellen treten bei Verwendung normalen Hochfrequenzbleches Eisenverluste auf, die die Gesamtnutzenergie wesentlich verringern können. Dieser Nachteil wird erfindungsgemäß vermieden, so daß Frequenzen, beispielsweise bis auf 750-m-Welle mit gutem Wirkungsgrad erzeugt werden können. Zu diesem Zweck werden für das Verfahren nach dem Hauptpatent Eisendrahttransformatoren verwendet, bei denen demnach der Eisenkern aus dünnem Eisendraht gewickelt ist. Für letzteren ist eine Stärke von höchstens 0,1 mm zweckmäßig, vorteilhaft werden jedoch insbesondere bei hohen Frequenzen Eisendrähte von etwa 0,05 mm Durchmesser verwendet.

Sendeschaltungen.

D.R.P 411 534. Modulationsschaltung für Röhrensender. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin. Erfinder: Walter Schäffer, Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 17. Februar 1923 ab. Ausgegeben am 28. März 1925.

Gegenstand der Erfindung bildet eine Anordnung, die das Steuerorgan gegen Hochfrequenz vollkommen schützt. Erfindungsgemäß werden hierzu Abstimmungsgebilde be-

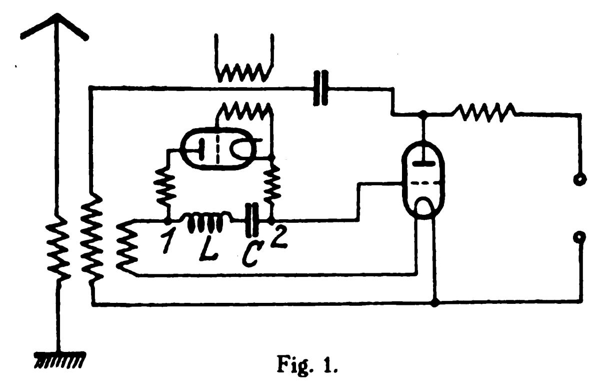


Fig. 1.

nutzt, die einen Kondensator und eine Selbstinduktion in Serie enthalten, auf die Hochfrequenz abgestimmt und so geschaltet sind, daß sie am Steuerorgan eine Potentialdifferenz für Hochfrequenz annähernd gleich null erzeugen. Mit Rücksicht darauf, daß der Ohmsche Widerstand solcher Abstimmungsgebilde stets sehr klein gehalten werden kann, wird erreicht, daß die tatsächliche Spannungsdifferenz so niedrig wird, daß ein äußerst wirksamer Hochfrequenzschutz erzielt werden kann. Selbstverständlich kann die Schaltung für Röhrengeneratoren mit Rückkopplung und mit Fremderregung verwendet werden. Ein Schaltungsbeispiel zeigt Fig. 1. In der Gitterleitung der Betriebsröhre liegt ein zum Hochfrequenzschutz der Steuerröhre dienendes Abstimmungsgebilde, bestehend aus dem Kondensator C und der Selbstinduktion L. An den Klemmen 1 und 2 ist die Potentialdifferenz für Hochfrequenz gleich null. An diesen Klemmen liegt die Steuerröhre, wobei noch Drosselspulen zwischengefügt sein können. Ein zweites Schutzgebilde kann dann noch direkt an Anode-Kathode der Steuerröhre gelegt werden, so daß dieses von dem ersteren durch die Drosseln getrennt ist. Bei dieser Schaltung ist es gleichgültig, ob die Steuerröhre in der Gitterleitung oder an der Kathodenleitung der Gitterkopplungsspule liegt.

D.R.P. 413 506. Schaltungsanordnung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. September 1923 ab. Ausgegeben am 19. Mai 1925.

Die Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß bei der Wellenänderung durch den Drehgriff des Gittervariometers zwangläufig auch der zugehörige Stufenkondensator umgeschaltet und der Verkürzungskondensator der Antenne ein- bzw. ausgeschaltet wird. Dies hat den Vorteil, daß man nicht wie bisher besondere Schalter sowohl zum Anschalten des Stufenkondensators am Gittervariometer wie auch zum Ein- und Ausschalten des Verkürzungskondensators an der

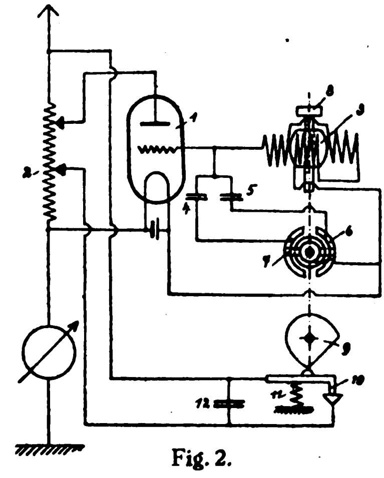


Fig. 2.

Antenne verwenden muß. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 2. Im Gitterkreis der Röhre 1 liegt das Drehspulenvariometer 3. Parallel zu diesem Variometer 3 können die Kondensatoren 4 oder 5 mittels Umschaltung 6 gelegt werden. In der ausgezogen gezeichneten Stellung des drehbaren Kontaktes 6, 7 des Umschalters ist z. B. der Kondensator 4 für hohe Wellen eingeschaltet, während in der gestrichelt angedeuteten Stellung des Kontaktes 7 der Kondensator 5 für kleine Wellen parallel dem Variometer 3 gelegt ist. Der Drehgriff 8 des Umschalters 6 sitzt auf der gleichen Achse wie die Kugelspule des Variometers 3 und dient gleichzeitig zur Einstellung dieses Variometers. Auf der Achse des Drehgriffes 8 sitzt ferner eine Nockenscheibe 9, welche in der den Kondensator 4 einschaltenden Stellung des Dreh-



griffes 8 den beweglichen Kontakt 10 entgegen der Wirkung einer Feder 11 schließt und dadurch den Verkürzungskondensator 12, der in der Antenne liegt, kurzschließt. Wie ersichtlich, wird durch die gleiche Bewegung des Handgriffes 8 das Variometer 3 verstellt, die Umschaltung der Kondensatoren 4, 5 vorgenommen und der Verkürzungskondensator 12 ein- bzw. ausgeschaltet.

Einrichtung zum gerichteten Senden nach einem Punkte.

D.R.P. 411 011. Einrichtung zum gerichteten Senden elektromagnetischer Energie nach einem Punkte. C. Lorenz Akt.-Ges., Berlin-Tempelhof. Erfinder: Dr. Otto Emersleben, Berlin-Tempelhof. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. März 1924 ab. Ausgegeben am 24. März 1925.

Diese Erfindung betrifft ein Verfahren, das sich darauf bezieht, die von einem Strahler ausgehende elektromagnetische Energie in Punkten oder Gebieten zu konzentrieren, die insofern isoliert liegen, als sie sich nicht zur Sendeanlage hin erstrecken. Für Lichtstrahlen ist ein derartiges Verfahren längst bekannt. Die von einer punktförmigen Lichtquelle ausgestrahlte Energie kann man bekanntlich dadurch in einem anderen Punkt vereinigen, daß man ein Rotationsellipsoid mit spiegelnder Innenfläche herstellt, dessen Brennpunkt der gegebene Sende- und der

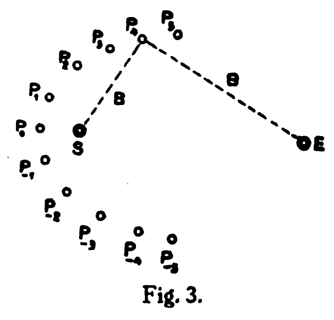


Fig. 3.

verlangte Empfangspunkt sind. Die Übertragung dieses Verfahrens der Energiesammlung durch Spiegelung auf Schwingungen der drahtlosen Telegraphie scheitert an der Schwierigkeit der Beschaffung geeignet großflächiger Spiegel. Erfindungsgemäß soll nun eine andere bekannte Eigenschaft der Ellipse zu einem solchen Punktsenden ausgenutzt werden. In dem Ausführungsbeispiel Fig. 3 bedeutet S ein Sender mit elektromagnetischer Strahlung, beispielsweise einer bestimmten Wellenlänge w. E sei der Punkt, in dem man einen beträchtlichen Teil der Energie zu empfangen wünscht. Um dies Ziel zu erreichen, bringt man in einigen Punkten Pn auf dem Umfang der Ellipse Widerstrahler (Resonatoren) von an sich bekanntem Bau an, so daß sie unter dem Einfluß der Strahlung selbst Energie einer bestimmten, von der ursprünglichen Wellenlänge vielleicht verschiedenen Wellenlänge w' aussenden. Nun ist auf Grund der bekannten Eigenschaft der Ellipse, daß die Summe ihrer Brennstrahlen von jedem Punkt aus denselben Wert hat, der Gesamtweg der Strahlung von S nach E (bestehend aus Weg SPn der Primärstrahlung und Weg PnE der Sekundärstrahlung) für alle n derselbe. Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlung unabhängig von der Wellenlänge ist, trifft die gleichzeitig von S ausgehende Strahlung zu gleicher Zeit in E ein, unabhängig davon, über welches Pn sie gegangen ist. Wenn die einzelnen Strahler gleich gebaut sind, wird eine etwaige Auslösungszeit zwischen Auffallen der ersten und Fortgang der zweiten Strahlung für alle Pn dieselbe sein, also trifft von jedem Widerstrahler P die Schwingung mit derselben Phase in E ein.

Empfangsanordnungen.

Empfangsschaltung.

D.R.P. 415 907. Schaltanordnung zum Empfang ungedämpfter elektrischer Schwingungen. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. August 1921 ab. Ausgegeben am 3. Juli 1925. Priorität: Amerika 2. Juli 1920.

Den Gegenstand der Erfindung bildet eine Schaltanordnung zum Empfang ungedämpfter elektrischer Wellen, bei der Zeichen mit konstanter Amplitude von der Antenne der Empfangsstation aufgenommen werden und ohne Zwischenschaltung eines Filters, Tonrades oder sonstigen mechanischen Unterbrechers sowie ohne das einen lokalen Schwingungserzeuger benötigende Überlagerungsprinzip tönend empfangen werden. Ein Schaltungsbeispiel gemäß

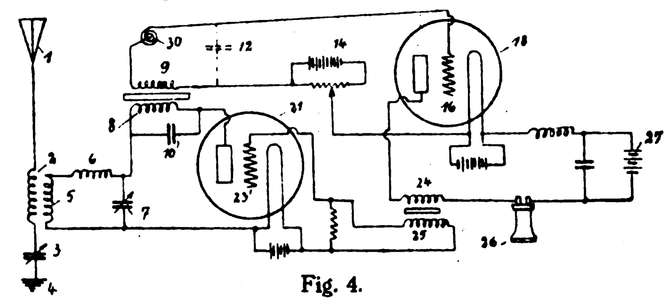


Fig. 4.

der Erfindung zeigt Fig. 4. Die empfangenen Hochfrequenzströme werden nach Gleichrichtung in der Weise zur Selbstunterbrechung benutzt, daß die ankommenden Wellenzüge, über eine Dreielektrodenröhre oder sonstige Entladungsstrecke geleitet, durch diese gleichgerichtet und nach Gleichrichtung und nötigenfalls Verstärkung zur Einwirkung auf diese Entladungsstrecke gebracht werden. Die Periodizität der Unterbrechung der ankommenden Wellenzüge kann durch Veränderung des Widerstandes oder der Kopplung des mit dem Empfangssystem verbundenen Sekundärkreises verändert werden. Ferner kann die Höhe des im Schwingungsanzeiger abgehörten Tones durch Einstellung der Vorspannung des Gitters der Verstärkerröhre geregelt werden.

Anrufeinrichtungen.

D. R. P. 412 483. Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie. Helmut Kaulla, München. Zus. z. Pat. 393 695. Patentiert im Deutschen Reiche vom 19. Mai 1923 ab. Ausgegeben am 21. April 1925.

Bei der Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie nach Patent 393 695 werden stets sämtliche Impulse einer Reihe gegeben und die zur jeweiligen Kombination gehörigen vor den übrigen ausgezeichnet. Gemäß vorliegender Erfindung wird die Reihe der Kombinationsimpulse nur bis zum letzten der ausgezeichneten Kombinationsimpulse einschließlich (radio-) telegraphisch gegeben, worauf der umlaufende Teil in jeder Empfangsstation in beliebiger Richtung selbsttätig zum Ausgangspunkt seiner Bewegung geführt wird. Dies kann erfindungsgemäß z. B. dadurch geschehen, daß ein Drehelektromagnet, ähnlich den bekannten Vorwählern im Fernsprech-Selbstanschlußbetriebe, der durch bekannte Mittel nur auf ausgezeichnete (längere) Impulse anspricht, mit seinem Kontaktarm beim letzten ausgezeichneten Impuls den Stromkreis eines Auslösemagneten schließt, der wie der Auslösemagnet der Fernsprechwähler beispielsweise eine Feder freigibt, die den umlaufenden Teil zum Ausgangspunkt seiner Bewegung führt.

D.R.P. 415 700. **Anruf- bzw. Registriereinrichtung für Empfänger der drahtlosen Telegraphie.** Marconi's Wireless Telegraph Comp. Ltd., London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Dezember 1921 ab. Ausgegeben am 30. Juni 1925. Priorität: England 31. Januar und 16. September 1921.

Gemäß der Erfindung wird ein Empfänger zweckmäßig durch einen Telephontransformator *T* (Fig. 5) mit Eisenkern mit dem Gitterkreis einer Kathodenröhre *V* gekoppelt, in deren Anodenkreis ein abgestimmter Schwingungskreis *CL* liegt. Ein Punkt der Selbstinduktionsspule dieses Kreises ist über die Spule eines Relais *R* mit der Anode einer zweiten Röhre V^1 verbunden, in deren Gitterkreis

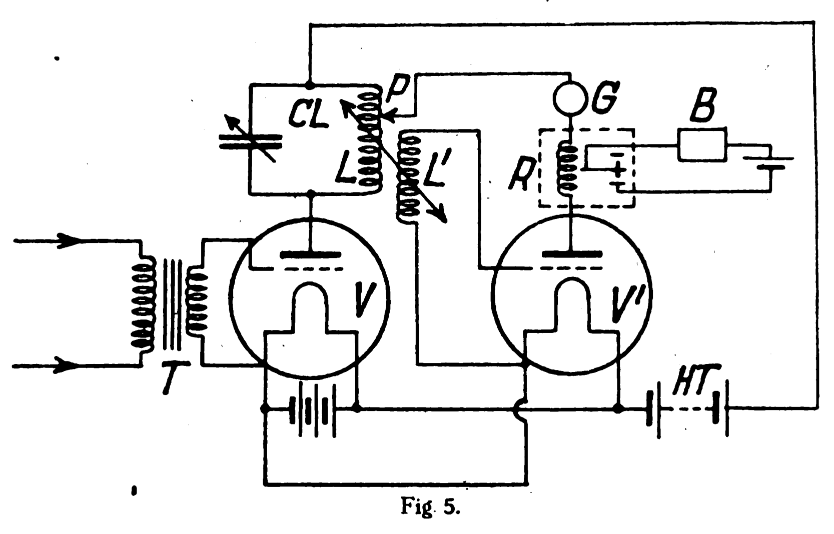


Fig. 5.

eine andere Selbstinduktionsspule L^1 liegt, die mit der ersten Selbstinduktionsspule *L* gekoppelt ist und eine Rückkopplung bewirkt. Die Rückkopplung und die Betriebsspannungen werden so gewählt, daß die zweite Röhre normalerweise keine Schwingungen erzeugt, aber dauernd auf der Grenze der Schwingungsfähigkeit gehalten wird, wenn keine Signale empfangen werden. Beim Auftreffen von Wellen wird der im Anodenkreis der ersten Röhre liegende Schwingungskreis, der gleichzeitig den Arbeitskreis der zweiten Röhre bildet, angestoßen, und es setzen Schwingungen ein, zu deren Unterhaltung die Energie aus der Hochspannungsbatterie entnommen wird. Durch diese Schwingungen wird das Relais *R* ausgelöst und setzt die Alarmvorrichtung *B* in Tätigkeit. Die Anordnung kann für Schreibempfang für drahtlose Signale, insbesondere für ungedämpfte Wellen, benutzt werden, wobei die Klingel *B* durch einen Schreiber ersetzt wird. Bei ungedämpften Wellen wird Heterodyneempfang mit einer vorher bestimmten Frequenz verwendet, und es werden die sich durch die Überlagerung ergebenden Signale zu dem Transformator *T* geführt. Der Kreis *CL* wird auf die Überlagerungsfrequenz oder bei Funkensignalen auf die Funkenfrequenz abgestimmt.

Verschiedenes.

Anodenbatterie.

D.R.P. 413 149. **Anodenbatterie.** Harry Randolph van Deventer, New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 10. Januar 1924 ab. Ausgegeben am 6. Mai 1925. Priorität: Amerika 14. Juni 1923.

Bei Verwendung von Verstärkerröhren tritt häufig ein mehr oder weniger starkes Rauschen und Pfeifen im Telephon auf. Dieses Geräusch hat teilweise seine Ursache in einer zu hohen Anodenbatteriespannung. Andererseits hat man gefunden, daß ein der Batterie parallel geschalteter Kondensator Abhilfe schafft. Die Regelung der Anodenspannung geschieht beim Gegenstand der Erfindung in an sich bekannter Weise dadurch, daß je ein Pol eines Elementes als Anschlußklemme ausgebildet wird. Zuweilen wird es auch schon genügen, einzelne Gruppen von Elementen zusammenzufassen und von diesen Gruppen einen

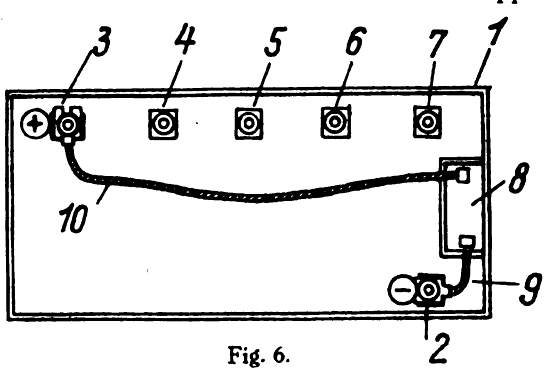


Fig. 6.

Pol als Anschlußklemme herauszuführen. Erfindungsgemäß erhält nun die Batterie einen im Batteriekasten eingebauten Kondensator 8 (Fig. 6), wodurch einerseits die Einheitlichkeit der Anordnung gewahrt bleibt und andererseits durch flexible Kondensatoranschlußleitungen 9, 10 stets die jeweils sich in Betrieb befindlichen Elemente zur Unterdrückung des eingangs erwähnten Geräusches überdrückt werden können.

Vakuumröhre.

D.R.P. 413 737. **Verfahren zur Herstellung des Metallüberzuges für die Anode von Senderöhren oder Gleichrichtern, die aus flüssigkeitsgekühlten Glasröhren bestehen.** Eduard Schrack, Wien. Patentiert im Deutschen Reiche vom 25. Juli 1923 ab. Ausgegeben am 26. Mai 1925. Priorität: Österreich 10. Februar 1923.

Es ist bekannt, als Anode einen Kühlkörper aus Glas zu verwenden, der mit einer Metallschicht überzogen ist, um ihn leitend zu machen. Die praktische Anfertigung von solchen Röhren setzt die Herstellung von Metallüberzügen auf Glas voraus, die nicht nur zwecks Wärmeübertragung dicht am Glase anliegen müssen, sondern auch den strengen Anforderungen einer Entgasbarkeit, um ein betriebssicheres Hochvakuum bei hoher Belastung zu gewährleisten, standhalten müssen. Dieser Forderung werden elektrolytische Überzüge, welche bei den bekannten Röhren verwendet werden, nicht gerecht, da zum Aufbringen einer elektrolytischen Metallschicht zunächst eine Grundschicht aufgetragen werden muß, bei der in der Regel ein Klebemittel Anwendung findet, das bei der späteren Entgasung unaufhörlich Dämpfe nachliefert. Ein einfaches Mittel, diesen Schwierigkeiten zu begegnen, bieten gewebte Metalldrahtschläuche. Erfindungsgemäß wird ein solcher Schlauch (z. B. aus Molybdän oder Wolfram) über den fertigen Glasrohraufbau übergeschoben und dieser sodann eingeschmolzen. Von vornherein wählt man den Rohrdurchmesser und die Schlauchweite möglichst gleich. Man kann aber durch das bloße Überschieben kaum ein so festes Anliegen der Drähte an die Glaswand erreichen, daß eine zuverlässige Wärmeableitung verbürgt ist. Eine innige Anpressung wird jedoch durch Anwendung eines mit schräger Kette und Schuß (ähnlich wie die Eisengarnumspinnung von Leitungskabeln) gewebten Drahtschlauches erzielt, indem man ihn nach erfolgtem Überschieben an einem Ende festhält und am anderen Ende spannt, wodurch sich sein Querschnitt verjüngt.

Band 26 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

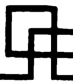
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 26 **Heft 4**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Das Reziprozitäts-Theorem der drahtlosen Telegraphie.

Von **A. Sommerfeld.**

Reziprozitäts-Sätze sind wohlbekannt aus der Potentialtheorie (Satz über die Vertauschung von Quellpunkt und Aufpunkt in der Green'schen Funktion), der Akustik (Helmholtz's Theorie der offenen und gedeckten Pfeifen), der technischen Elastizitätstheorie (Maxwell's Satz von der Gegenseitigkeit der Verschiebungen in einem Fachwerk) und der reinen Mathematik (Vertauschung von Parameter und Argument bei den elliptischen Integralen). In der Optik kennt man den Helmholtz'schen Satz von der Umkehrbarkeit der Lichtwege.

Herr H. Pfrang, der die Ausführung gewisser von mir im Kriege begonnener Arbeiten über die Telegraphie vom Flugzeug übernommen hatte, beweist in seiner Dissertation (München 1925) folgenden Reziprozitätssatz für die drahtlose Telegraphie: Eine Antenne A_1 sende im Punkte O_1 und werde im Punkte O_2 von der beliebig gerichteten Antenne A_2 empfangen. Andererseits sende A_2 mit derselben Frequenz und Energie wie vorher A_1 und werde von A_1 empfangen. Dann ist die empfangene Feldstärke in A_1 dieselbe wie vorher die in A_2, und zwar unabhängig davon, wie das Zwischenmedium elektromagnetisch beschaffen ist (Wasser oder Land oder Wechsel von beiden, geschichtete oder sonst inhomogene Atmosphäre, mehr oder weniger ionisiert usw.) und wie die Antennen geformt sind. Mein Freund M. v. Laue äußerte die Vermutung, daß dieser Satz schon in einer älteren Arbeit von H. A. Lorentz[1]) über elektromagnetische Schwingungen enthalten sei. In der Tat zeigte sich, daß Lorentz vor genau 30 Jahren einen sehr schönen und allgemeinen Beweis publiziert hat, aus dem die Pfrang-schen Resultate leicht abgeleitet werden können. In § 1 erlaube ich mir, zunächst die Grundlagen des Lorentz'schen Beweises wiederzugeben. In § 2 diskutiere ich den Gültigkeitsbereich des Beweises. Sodann folge ich, bei der Anwendung auf die besonderen Bedingungen der drahtlosen Telegraphie, zum Teil den Überlegungen von Herrn Pfrang (§ 3 und 4). Ich vermeide auf diese Weise die Einführung spezifischer elektromotorischer Kräfte am Orte der Sender, wie sie bei Lorentz (und früher in den Grundgleichungen von Hertz) vorkommen und rechne lediglich mit den Feldvektoren außerhalb der Sender.

[1]) Amsterdamer Akademie van Wetenschappen, 4, 1895—1896, S. 176.

§ 1. Allgemeine Grundlegung nach H. A. Lorentz.

Das elektromagnetische Feld des ersten Vorganges (Sender A_1) sei durch die Gleichungen (1), das des zweiten Vorganges (Sender A_2) durch die Gleichungen (2) gegeben. $\mathfrak{C}$ sei der Gesamtstrom, also die Summe von Leitungsstrom J und Verschiebungsstrom $\dot{\mathfrak{D}}$. Dabei benutzen wir bequeme (sogenannte rationelle) Einheiten.

$$\begin{array}{ll|l} \dot{\mathfrak{B}}_1 = -c \operatorname{rot} \mathfrak{E}_1 & & +\mathfrak{H}_2 \\ \mathfrak{C}_1 = +c \operatorname{rot} \mathfrak{H}_1 & & -\mathfrak{E}_2 \end{array} \quad (1) \qquad \begin{array}{ll|l} \dot{\mathfrak{B}}_2 = -c \operatorname{rot} \mathfrak{E}_2 & & -\mathfrak{H}_1 \\ \mathfrak{C}_2 = +c \operatorname{rot} \mathfrak{H}_2 & & +\mathfrak{E}_1 \end{array} \quad (2)$$

Wir multiplizieren diese Gleichungen skalar mit den rechts daneben geschriebenen Vektoren $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{E}$, ähnlich wie es bei der Ableitung des Poynting'schen Energiesatzes üblich ist, benutzen dazu aber nicht die Vektoren des gleichen, sondern die des anderen Vorganges mit kreuzweise umgekehrten Vorzeichen. Indem wir die so erhaltenen Resultate addieren, schreiben wir:

$$(\mathfrak{H}_2 \dot{\mathfrak{B}}_1) - (\mathfrak{H}_1 \dot{\mathfrak{B}}_2) + (\mathfrak{E}_1 \mathfrak{C}_2) - (\mathfrak{E}_2 \mathfrak{C}_1) = \tag{3}$$
$$c\,\{(\mathfrak{H}_1 \operatorname{rot} \mathfrak{E}_2) - (\mathfrak{H}_2 \operatorname{rot} \mathfrak{E}_1) + (\mathfrak{E}_1 \operatorname{rot} \mathfrak{H}_2) - (\mathfrak{E}_2 \operatorname{rot} \mathfrak{H}_1)$$

Diese Forderung gilt, ebenso wie die Grundgleichungen (1) und (2), im ganzen unendlichen Raume, unabhängig von etwa vorhandenen Diskontinuitäten und Inhomogenitäten

der elektromagnetischen Materialkonstanten, also auch in den Trennungsflächen von Erde Luft, Erde Wasser usw. Man leitet ja die an solchen Flächen geltenden Grenzbedingungen gerade daraus ab, daß man (unter Annahme stetiger Übergangsschichten) die Grundgleichungen als ausnahmslos gültig postuliert. Auszuschließen sind bei der Anwendung der Gleichung (3) (vgl. den Schluß dieses Paragraphen) nur die Quellen (Antennen) selbst, insofern wir in ihnen zur schematischen Vereinfachung der Rechnung den Feldvektoren unendlich große Werte beilegen.

Die rechte Seite von (3) formen wir um nach dem Vektorsatz

$$\operatorname{div} [\mathfrak{A}\,\mathfrak{B}] = (\mathfrak{B} \operatorname{rot} \mathfrak{A}) - (\mathfrak{A} \operatorname{rot} \mathfrak{B}).$$

Dadurch entsteht aus (3)

$$\frac{1}{c}\{(\mathfrak{H}_2\dot{\mathfrak{B}}_1) - (\mathfrak{H}_1\dot{\mathfrak{B}}_2) + (\mathfrak{E}_1\dot{\mathfrak{C}}_2) - (\mathfrak{E}_2\dot{\mathfrak{C}}_1)\} = \operatorname{div}[\mathfrak{E}_2\,\mathfrak{H}_1] - \operatorname{div}[\mathfrak{E}_1\,\mathfrak{H}_2]. \tag{4}$$

Wir setzen jetzt voraus, daß beide Vorgänge aus monochromatischen Schwingungen der gleichen Frequenz ω bestehen und stellen sie dar durch [2])

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{H}_{1,2} &= e^{-i\omega t} H_{1,2}, & \mathfrak{E}_{1,2} &= e^{-i\omega t} E_{1,2} \\ \mathfrak{B}_{1,2} &= e^{-i\omega t} B_{1,2}, & \mathfrak{C}_{1,2} &= e^{-i\omega t} C_{1,2}. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Diese komplexen Ausdrücke genügen den Grundgleichungen ebenso wie ihre reellen Teile, die Feldvektoren. Deshalb bleibt auch Gleichung (4) richtig, wenn man in ihr statt der Feldvektoren die Größen (5) einsetzt. Während ein solches Verfahren bekanntlich unzulässig wäre, wenn man Aufschluß über Energie oder Energiefluß der wirklichen physikalischen Vorgänge erhalten will, die bekanntlich mit den reellen Feldvektoren, nicht mit ihren komplexen Ausdrücken zu bilden sind, ist das Verfahren gerechtfertigt, wenn es sich wie hier um analytische Beziehungen zwischen den komplexen durch (5) definierten Vektoren H, E, B, C handelt.

Wir setzen ferner zunächst voraus, daß zwischen den Feldvektoren $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{E}$ die üblichen linearen Beziehungen bestehen (σ = Leitfähigkeit in dem hier benutzten Maßsystem, welche Größe ebenso wie ε und μ von Ort zu Ort veränderlich gedacht werden kann). Diese Beziehungen übertragen sich auf die komplexen Ausdrücke (5) und ergeben für letztere

$$\left.\begin{aligned} \dot{\mathfrak{B}}_{1,2} &= -i\omega\mu H_{1,2}\, e^{-i\omega t} \\ \dot{\mathfrak{C}}_{1,2} &= (\sigma - i\omega\varepsilon) E_{1,2}\, e^{-i\omega t}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Setzen wir nun (7) in (4) ein, so heben sich die beiden ersten und die beiden letzten Terme der linken Seite gegenseitig auf und wir erhalten, unter Forthebung des gemeinsamen Faktors

$$e^{-2i\omega t}$$

die Gleichung

$$\operatorname{div}[E_2 H_1] = \operatorname{div}[E_1 H_2]. \tag{8}$$

Diese Gleichung gilt überall da, wo die Vektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ stetig definiert sind, derart, daß die Divergenz-Operation gebildet werden kann. Da wir die Antennen A_1, A_2 in der Folge als einfache Dipole idealisieren werden, also am Orte O_1, O_2 der Antennen das Feld unendlich groß rechnen werden, müssen wir die Punkte O_1, O_2 ausschließen. Wir schlagen daher um diese Punkte zwei Kugeln mit den Oberflächen K_1, K_2. Ferner grenzen wir das Unendlichferne durch eine Kugel K ab. Über den ganzen übrigen Raum integrieren wir Gleichung (8) und wenden den Gauß'schen Satz an. Nach diesem gilt bekanntlich für einen beliebigen Vektor $\mathfrak{A}$:

$$\int \operatorname{div} \mathfrak{A}\, d\tau = \int \mathfrak{A}_n\, d\sigma,$$

wo rechts über die Begrenzung des Raumes τ, also in unserem Falle über K_1, K_2 und K zu integrieren ist. Dies gibt, da die Oberflächenintegrale über K im Limes beiderseits verschwinden

$$\int_{K_1+K_2} [E_2\, H_1]_n\, d\sigma = \int_{K_2+K_1} [E_1\, H_2]_n\, d\sigma. \tag{9}$$

Auf dieser Gleichung werden wir in § 3 weiterbauen.

§ 2. Über den Gültigkeitsbereich des Beweises.

Es hat keine Schwierigkeit, die vorstehende Ableitung auszudehnen auf anisotrope Medien (ε_{ik} und σ_{ik} statt ε und σ, vorausgesetzt, daß nicht nur $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}$ sondern auch $\sigma_{ik} = \sigma_{ki}$ ist). Dagegen würde ein nicht-linearer Zusammenhang zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$, bzw. $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{E}$, also z. B. das Vorkommen von magnetischer oder elektrischer Hysterese den Beweis hinfällig machen.

Größeres Interesse beansprucht die Frage, ob unser Verfahren zu Recht besteht, wenn wir die vorausgesetzte metallische Leitung (Konstante σ) ersetzen durch Ionen-Leitung, wie sie in den höheren Schichten der Atmosphäre zweifellos stattfindet. Die Leitung durch freie Elektronen kann hier mit einbegriffen werden. Dabei sind zwei Grenzfälle zu unterscheiden: Die Ionenleitung in dichter Luft findet, ebenso wie die elektrolytische Leitung, formal nach demselben Gesetz statt, wie die metallische Leitung. Hier können wir ansetzen

$$\varkappa\, \mathfrak{v} = e\, \mathfrak{E}$$

wo $\mathfrak{v}$ die Geschwindigkeit des Ions, $\varkappa$ den Widerstand infolge der Zusammenstöße bedeutet. Anders bei starker Verdünnung. Dann gilt die Beschleunigungsgleichung

$$m\, \dot{\mathfrak{v}} = e\, \mathfrak{E}.$$

In beiden Grenzfällen wird $\mathfrak{v}$ periodisch von derselben Frequenz wie $\mathfrak{E} = E e^{-i\omega t}$, nämlich $\mathfrak{v} = v e^{-i\omega t}$. Für die Stromamplitude erhält man, wenn N die Anzahl der Ionen in der Volumeinheit,

$$J = N e v = \frac{N e^2}{\varkappa} E \quad (10) \qquad \text{bzw. } J = \frac{N e^2}{-i\omega m} E. \quad (10a)$$

Im allgemeinen, wenn keiner der beiden Grenzfälle realisiert ist, sei αN bzw. βN die Anzahl der Ionen, welche Zusammenstöße erleiden oder nicht erleiden, so daß $\alpha + \beta = 1$. α und β hängen von der Luftdichte und wesentlich von ω ab, derart, daß β gegen 1, α gegen 0 geht für wachsendes ω (zweiter Grenzfall, Gleichung (10a), Phasenwechsel des Feldes vor erfolgtem Zusammenstoß), dagegen α gegen 1, β gegen 0 für abnehmendes ω (erster Grenzfall, Gleichung (10). Indem wir die beiden zugehörigen Beiträge zum Strom nach den Gleichungen (10) superponieren, erhalten wir

$$J = N e^2 \left(\frac{\alpha}{\varkappa} + \frac{\beta}{-i\omega m}\right) E.$$

Wesentlich ist dabei, ob die beiden Bruchteile α und β von E unabhängig sind. Dies trifft dann zu, wenn die thermische Geschwindigkeit der Ionen und Molekeln, aus denen sich die Luft zusammensetzt, groß ist gegen die Zusatzgeschwindigkeit, die die Ionen durch das elektrische Feld erhalten. Unter dieser Voraussetzung ist der Zusammenhang zwischen J und E linear und unser Beweisgang

[2]) Das negative Vorzeichen im Exponenten ist bequem, weil dann später in Gleichung (12) die vom Dipol ausgehende Kugelwelle mit positivem Vorzeichen von R geschrieben werden kann.



bleibt ungeändert. Wir haben nur, indem wir noch den Verschiebungsstrom $\dot{\mathfrak{D}}$ hinzufügen, in Gleichung (7) für den Gesamtstrom zu setzen:

$$\mathfrak{C} = \left\{ N e^2 \left(\frac{\alpha}{\varkappa} + \frac{\beta}{-i \omega m} \right) - i \omega \varepsilon \right\} E e^{-i \omega t}. \tag{11}$$

Ist aber α und β von E merklich abhängig, so verliert das Schlußresultat (9) des vorigen Paragraphen seine Gültigkeit.

Wir dürfen wohl mit J. J. Larmor[3]) annehmen, daß für den Verkehr auf sehr große Entfernungen die hochverdünnten oberen Luftschichten maßgebend sind, in denen nach (10a) ein rein linearer Zusammenhang zwischen J und E besteht, daß andererseits für nahe Entfernungen nur die unteren Luftschichten und der Erdboden wirksam sind, und daß hier eine lineare Abhängigkeit vom Typus (10) zwischen J und E gilt. Bei mittleren Entfernungen wird wenigstens in großen Zügen die allgemeinere Formel (11) gelten, die ebenfalls linear ist und daher sich den Voraussetzungen unseres Beweises fügt.

Dagegen tritt eine Schwierigkeit auf, wenn wir den Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Bewegung der Elektronen (oder Ionen) berücksichtigen, was namentlich bei sehr kurzen Wellenlängen notwendig ist[4]). Bekanntlich findet beim optischen Faraday-Effekt eine Drehung der Polarisationsebene statt, welche für den Hin- und Hergang des Lichtes nicht reziprok ist. Dasselbe wird für die Wellen der drahtlosen Telegraphie bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes gelten. Wir verstehen dies allgemein folgendermaßen: Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Elektronenbewegung besteht nach dem Biot-Savartschen Gesetze in Termen von „gyroskopischem" Charakter. Drücken wir nämlich den von den Elektronen getragenen Konvektionsstrom durch das elektrische Feld E der Welle aus, so ergibt sich ein anisotroper Zusammenhang der Form:

$$J_k = \sum^{(i)} \sigma_{ik} E_i, \quad i, k = x\, y\, z, \tag{11a}$$

wobei die Koeffizienten σ_{ik} dem äußeren Magnetfelde proportional sind. Während wir aber zu Beginn dieses Paragraphen für die Gültigkeit unserer Schlüsse ausdrücklich $\sigma_{ik} = + \sigma_{ki}$ fordern mußten, bringt es der wattlose (gyroskopische) Charakter des Magnetfeldes mit sich, daß in Gleichung (11a) $\sigma_{ik} = \quad \sigma_{ki}$ ist. Infolgedessen müssen wir für das folgende ausdrücklich festsetzen, daß von einem äußeren Magnetfelde, insbesondere dem Erdfelde, abgesehen werden darf.

§ 3. Zwei elektrische Linear-Antennen.

Unter einer elektrischen Linear-Antenne verstehen wir einen Sender des gewöhnlichen Typs der Schirmantenne, welcher für seine Wirkung auf große Entfernungen durch einen elektrischen Dipol angenähert werden kann. Wir sprechen also von einer Achse A des Dipols (Haupterstreckung der Antenne = Richtung des auf große Entfernungen wirksamen Stromes) und machen diese zur z-Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems, dessen Ursprung mit dem Ort O des Dipols zusammenfällt. Die beiden Achsen A_1, A_2 an den Örtern O_1, O_2 der beiden Antennen (d. h. die z-Achse der für die Umgebung derselben zu benutzenden Koordinatensysteme) sind beliebig gegeneinander gerichtet.

[3]) Phil. Mag. Dec. 1924.

[4]) Vgl. E. V. Appleton und M. A. F. Barnett, Proc. Cambridge Phil. Soc. Vol. 22, p. 672, 1925. Auf die Störung der Reciprocität durch das Erdfeld, wird am Schluß dieser Arbeit ausdrücklich hingewiesen.

Das Feld jedes der beiden Dipole stellen wir dar durch den Hertz'schen Vektor:

$$\Pi = \Pi_z = M \frac{e^{ikR}}{R}, \quad k^2 = \frac{\varepsilon \mu \omega^2 + i \sigma \mu \omega}{c^2}, \tag{12}$$
$$R^2 = x^2 + y^2 + z^2.$$

M bedeutet das Moment des Dipols (Ladung × Amplitude der Ausschwingung). Durch (12) drücken sich unsere komplexen Vektoren H und E folgendermaßen aus:

$$E = \text{grad div } \Pi + k^2 \Pi$$
$$H = - i a \text{ rot } \Pi, \quad a = \frac{\varepsilon \omega + i \sigma}{c}. \tag{13}$$

Natürlich gelten die Formeln (12) und (13) nur in der unmittelbaren Umgebung des felderzeugenden Dipols, wo die „primäre" Wirkung der Quelle überwiegt gegenüber den „sekundären" (reflektierten, gebeugten usw.) Wirkungen, die durch Inhomogenitäten der weiteren Umgebung hervorgerufen sein mögen.

Führt man die Abkürzungen ein

$$\Pi' = M \frac{d}{dR} \frac{e^{ikR}}{R}, \quad \Pi'' = \frac{d}{dR} \frac{\Pi'}{R},$$

so berechnet man leicht

$$\text{rot}_x \Pi = \frac{\delta \Pi_z}{\delta y} = \frac{y}{R} \Pi'$$
$$\text{rot}_y \Pi = - \frac{\delta \Pi_z}{\delta x} = - \frac{x}{R} \Pi'$$
$$\text{rot}_z \Pi = 0, \quad \text{div } \Pi = \frac{z}{R} \Pi'$$
$$\text{grad}_x \text{ div } \Pi = \frac{xz}{R} \Pi''$$
$$\text{grad}_y \text{ div } \Pi = \frac{yz}{R} \Pi''$$
$$\text{grad}_z \text{ div } \Pi = \frac{1}{R} (\Pi' + z^2 \Pi'').$$

Wir bilden nun die beiden auf der linken bzw. rechten Seite von (9) vorkommenden Integrale:

$$\left.\begin{aligned} J_{11} &= \int_{K_1} [E_2 H_1]_n \, d\sigma, & J_{12} &= \int_{K_2} [E_2 H_1]_n \, d\sigma, \\ J_{21} &= \int_{K_1} [E_1 H_2]_n \, d\sigma, & J_{22} &= \int_{K_2} [E_1 H_2]_n \, d\sigma. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Alle vier Integrale J bedeuten sozusagen „wechselseitige Energieflüsse" durch die Kugeln K_1 oder K_2, wie sie auftreten würden, wenn beide Felder superponiert vorhanden wären, aber nicht berechnet mit den reellen Feldkomponenten $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$, sondern mit ihren komplexen Bestandteilen E, H.

Indem wir H_1 in J_{11} nach (13) ausdrücken, schreiben wir (a_1 ist der Wert der Materialkonstante a in der Umgebung von O_1)

$$J_{11} = - i a_1 \int_{K_1} [E_2 \text{ rot } \Pi]_n \, d\sigma =$$
$$- i a_1 \int_{K_1} \left\{ \frac{x}{R} [E_2 \text{ rot } \Pi]_x + \frac{y}{R} [E_2 \text{ rot } \Pi]_y + \frac{z}{R} [E_2 \text{ rot } \Pi]_z \right\} d\sigma =$$
$$- i a_1 \int_{K_1} \left\{ \frac{x^2 + y^2}{R^2} E_{2z} - \frac{xz}{R^2} E_{2x} - \frac{yz}{R^2} E_{2y} \right\} \Pi' \, d\sigma.$$

Für die Integration über die Kugelfläche K_1 ist R^2 und Π_1 konstant; auch der hier stetig verlaufende Vektor E_2 kann näherungsweise als konstant angesehen werden; ferner gilt

$$\left.\begin{array}{l} \int x z\, d\sigma = \int y z\, d\sigma = \int x y\, d\sigma = 0 \\ \int x^2 d\sigma = \int y^2 d\sigma = \int z^2 d\sigma = \frac{4\pi}{3} R^4 \\ \int x\, d\sigma = \ldots \int x^3 d\sigma = \int x y^2 d\sigma = \ldots = 0. \end{array}\right\} \quad (15)$$

Somit wird

$$J_{11} = -\frac{8\pi i a_1}{3} R^2 \Pi' E_{2z}$$

und da

$$\lim_{R=0} R^2 \Pi' = -M_1$$

wo M_1 das Moment des Dipols in O_1 ist, so wird schließlich

$$J_{11} = \frac{8\pi i}{3} a_1 M_1 E_{2z}. \quad (16)$$

Bei der Bildung von J_{12} haben wir E_2 durch (13) zu ersetzen und H_1 als näherungsweise konstant zu behandeln. Wir erhalten:

$$J_{12} = \int_{K_1} [\text{grad div}\, \Pi + k^2 \Pi, H_1]_n\, d\sigma =$$

$$\int_{K_1} \left\{ \frac{x}{R} [\quad]_x + \frac{y}{R} [\quad]_y + \frac{z}{R} [\quad]_z \right\} d\sigma$$

Nun enthalten die Ausdrücke für die x-y-z-Komponenten des Vektors (grad div $+ k^2$) Π sämtlich gerade, nämlich zweite oder nullte Potenzen der Koordinaten x, y, z. Dasselbe gilt von den Komponenten unseres Vektorproduktes. Also enthalten alle Terme unter dem Integralzeichen ungerade Potenzen der Koordinaten, abgesehen von Faktoren, die auf der ganzen Kugelfläche konstant sind. Alle ungeraden Potenzen geben aber nach der letzten Zeile von (15) bei der Integration Null. Wir haben also

$$J_{12} = 0. \quad (17)$$

Indem wir uns zur rechten Seite von Gleichung (9) wenden, brauchen wir nur die Indizes 1 und 2 durchweg zu vertauschen. Es ergibt sich aus (17) bzw. (16)

$$J_{21} = \int_{K_1} [E_1 H_2]_n\, d\sigma = 0$$

$$J_{22} = \int_{K_2} [E_1 H_2]_n\, d\sigma = \frac{8\pi i}{3} a_2 M_2 E_{1z}.$$

Somit gilt nach Gleichung (9)

$$a_1 M_1 E_{2z} = a_2 M_2 E_{1z} \quad (18)$$

Wir wollen uns zunächst fragen, wie wir die beiden Dipolmomente M_1, M_2 wählen müssen, damit sie gleicher Energieausstrahlung der beiden Antennen A_1, A_2 entsprechen. Die Energieausstrahlung pro Zeiteinheit ist gegeben durch

$$S = \frac{1}{\tau}\int dt \int \mathfrak{S}_n\, d\sigma = c\int d\sigma \int [\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]_n \frac{dt}{\tau}$$

wo τ die Periode der Schwingung und $d\sigma$ das Element einer Kugel vom Radius R um das Strahlungszentrum (Antenne oder Dipol) bedeutet. Natürlich haben wir für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ hier nicht die komplexen Ausdrücke (13), sondern die zugehörigen reellen Teile zu setzen. Indem wir Entfernungen $k\, R \gg 1$ betrachten, für die $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ transversal gegen die Ausstrahlungsrichtung n und normal gegeneinander stehen, indem wir die konjugiert imaginären Größen durch Überstreichen andeuten und unter ϑ wie üblich den Winkel (R, z) verstehen, haben wir:

$$\mathfrak{E} = \frac{\sin\vartheta}{2R} M \left(k^2 e^{ikR - i\omega t} + \bar{k}^2 e^{-i\bar{k}R + i\omega t}\right)$$

$$\mathfrak{H} = \frac{\sin\vartheta}{2R} M \left(a\, k\, e^{ikR - i\omega t} + \bar{a}\,\bar{k}\, e^{-i\bar{k}R + i\omega t}\right)$$

Hieraus

$$\int [\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]_n \frac{dt}{\tau} = \frac{\sin^2\vartheta}{4R^2} M^2 (a\, k\, \bar{k}^2 + \bar{a}\,\bar{k}\, k^2)\, e^{i(k-\bar{k})R}.$$

Durch Integration von $\sin^2\vartheta$ nach $d\sigma$ entsteht in bekannter Weise $\frac{2}{3} 4\pi R^2$. Man erhält also

$$S = \frac{2\pi c}{3} (a\, k\, \bar{k}^2 + \bar{a}\,\bar{k}\, k^2) M^2. \quad (19)$$

Den Exponentialfaktor haben wir weggelassen, weil er die Energieschwächung innerhalb der Kugel R bedeutet und für die eigentliche Ausstrahlung nicht in Betracht kommt. Indem wir die Ausdrücke (12) und (13) für k und a benutzen und das Quadrat von σ gegen das von $\varepsilon\omega$ vernachlässigen (von den komplizierteren Formen der Stromleitung, wie sie in Gleichung (11) angedeutet waren, dürfen wir für die Umgebung der Antennen offenbar absehen), erhalten wir aus (19)

$$S = \frac{4\pi}{3} \frac{\varepsilon\,\omega^4}{V^3} M^2. \quad (20)$$

Hier ist $V = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in der Nähe des Dipols. Beim Übergang zu den gewöhnlichen Einheiten hat man den Faktor 4π fortzulassen. Der bekannte schon von Hertz angegebene Ausdruck entsteht, wenn wir überdies in (20) $\varepsilon = 1$, $V = c$ setzen.

Sollen also beide Antennen mit der gleichen Energie senden, so müssen die korrespondierenden Dipolmomente nach (20) in dem Verhältnis stehen

$$\frac{\varepsilon_1 M_1^2}{V_1^3} = \frac{\varepsilon_2 M_2^2}{V_2^3}. \quad (21)$$

Befinden sich beide Antennen in dem Normalmedium $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, $V_1 = V_2 = c$, $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$, so wird natürlich $M_1 = M_2$. Gleichung (18) liefert dann einfach:

$$E_{2z} = E_{1z} \quad (22)$$

oder ausführlicher geschrieben:

$$E_2 \begin{pmatrix} \text{im Punkte } O_1 \\ \text{in Richtung } A_1 \end{pmatrix} = E_1 \begin{pmatrix} \text{im Punkte } O_2 \\ \text{in Richtung } A_2 \end{pmatrix}.$$

D i e v o n d e r A n t e n n e A_1 a u s d e m F e l d e E_2 e m p f a n g e n e F e l d s t ä r k e i s t n a c h A m p l i t u d e u n d P h a s e g l e i c h d e r v o n d e r A n t e n n e A_2 a u s d e m F e l d e E_1 e m p f a n g e n e n.

Allgemeiner ergibt sich, wenn die elektromagnetischen Materialkonstanten in der Umgebung von O_1 und O_2 verschieden sind:

$$\left(\varepsilon_1 + \frac{i\sigma_1}{\omega}\right) \frac{V_1^{3/2}}{\sqrt{\varepsilon_1}} E_{2z} = \left(\varepsilon_2 + \frac{i\sigma_2}{\omega}\right) \frac{V_2^{3/2}}{\sqrt{\varepsilon_2}} E_{1z}. \quad (23)$$

Amplituden und Phasen der in den beiden Fällen empfangenen Feldstärken stehen alsdann in einem festen Verhältnis, welches durch die Materialkonstanten in der unmittelbaren Umgebung von Sender und Empfänger gegeben ist.

Die etwas seltsam anmutende Formel (23) läßt sich, worauf mich mein Kollege K. H e r z f e l d aufmerksam

machte, folgendermaßen deuten: Bildet man das Quadrat des absoluten Betrages und vernachlässigt, wie vorher, σ^2 gegen $\varepsilon^2\omega^2$, so erhält man beiderseits $\varepsilon V^3 E_z^2$, und zwar links gebildet für die Umgebung der Stelle O_1 und das von O_2 ausgehende Feld, rechts für die Umgebung von O_2 und das von O_1 ausgehende Feld. Nun ist (wegen $V = \lambda/\tau$, wo λ die lokale Wellenlänge der Schwingung) V^3 proportional dem Kubus der Wellenlänge und εE_z^2 proportional demjenigen Teil der elektrischen Energie, welcher von der in die Antennenrichtung fallenden Feldkomponente herrührt. Gleichung (23) besagt also, daß im allgemeinen zwar diese Feldkomponenten verschieden, aber die zugehörigen elektrischen Energieanteile im Kubus der Wellenlänge beiderseits gleich sind.

§ 4. Zwei magnetische Antennen oder eine elektrische und eine magnetische Antenne.

Unter einer magnetischen Antenne verstehen wir eine Rahmenantenne, deren Wirkung auf große Entfernungen durch einen „magnetischen Dipol" ersetzt werden kann [5]). Die Achse A des Dipols ist die Normale zum Rahmen der Wicklung. Wir machen sie zur z-Achse eines rechtwinkligen x-y-z-Koordinatensystems, dessen Ursprung in die Ruhelage des magnetischen Dipols (Mittelpunkt des Rahmens) fällt.

Das Feld des magnetischen Dipols für die unmittelbare Nähe desselben berechnen wir aus dem Hertz'schen Vektor $\Pi = \Pi_z$, Gleichung (12), mittels der Gleichungen:

$$H = \text{grad div}\, \Pi + k^2 \Pi$$
$$E = i\, a \,\text{rot}\, \Pi, \quad a = \frac{\mu\omega}{c}. \tag{24}$$

In der Tat genügen wir mit diesem Ansatz den Maxwellschen Gleichungen ebenso wie mit dem Ansatz (13).

Es befinde sich jetzt in O_1 und O_2 je ein magnetischer Dipol von den Achsen A_1, A_2. Bei der Berechnung der vier Größen (14) werden jetzt J_{11} und J_{22} verschwinden, da bei Einsetzen von H_1 und H_2 aus (24) nur ungerade Potenzen von x, y, z unter dem Integralzeichen vorkommen. Dagegen erhält man jetzt

$$J_{12} = -i\, a_2 \int\limits_{K_2} [H_1 \,\text{rot}\, \Pi]_n \, d\sigma, \quad J_{21} = -i\, a_1 \int\limits_{K_1} [H_2 \,\text{rot}\, \Pi]_n \, d\sigma.$$

Diese Integrale haben dieselbe Form wie das im vorigen Paragraphen berechnete Integral J_{11}, nur daß H_1, H_2 an Stelle von E_2 steht. Man liest daher aus (16) ab

$$J_{12} = \frac{8\pi i}{3} a_2 M_2 H_{1z}, \qquad J_{21} = \frac{8\pi i}{3} a_1 M_1 H_{2z}.$$

Gleichung (9) sagt also aus, wenn man M und $a = \mu\omega/c$ beiderseits als gleich ansieht

$$H_{1z} = H_{2z} \tag{25}$$

oder ausführlicher geschrieben

$$H_1 \begin{pmatrix} \text{im Punkte } O_2 \\ \text{in Richtung } A_2 \end{pmatrix} = H_2 \begin{pmatrix} \text{im Punkte } O_1 \\ \text{in Richtung } A_1 \end{pmatrix}.$$

Die von der Antenne A_1 ausgehende Strahlung erzeugt am Orte und in der Richtung von A_2 nach Amplitude und Phase dieselbe magnetische Feldstärke, wie die von der Antenne A_2 ausgehende Strahlung am Orte und in der Richtung von A_1.

Bei verschiedenen Werten von ε, μ, σ in O_1 und O_2 stehen die gleicher Ausstrahlung entsprechenden Dipole M_1, M_2 in dem zu Gleichung (21) analogen Verhältnis:

$$\frac{\mu_1 M_1^2}{V_1^3} = \frac{\mu_2 M_2^2}{V_2^3} \tag{26}$$

An Stelle von (25) erhält man dann durch Gleichsetzen von J_{12} und J_{21}:

$$\sqrt{\mu_2}\, V_2^{3/2} H_{1z} = \sqrt{\mu_1}\, V_1^{3/2} H_{2z}, \tag{27}$$

also auch hier ein festes, nur von den Materialkonstanten der unmittelbaren Umgebung abhängiges Verhältnis der in beiden Fällen empfangenen magnetischen Feldstärken. Man kann Gleichung (27), ähnlich wie vorher (23), dahin deuten, daß die magnetische Energie im Kubus der Wellenlänge, berechnet für die in die Antennenrichtung fallende Feldkomponente, am Orte O_1 und O_2 einander gleich sind.

Schließlich befinde sich in O_1 eine elektrische Antenne (Linearantenne), in O_2 eine magnetische (Rahmenantenne). Dann haben wir für E_1, H_1 die Gleichung (13), für E_2, H_2 die Gleichung (24) zu benutzen. Gleiche Stärke des Senders in beiden Fällen bedeutet dann Gleichheit der Momente des elektrischen und magnetischen Dipols, wenn sich beide Antennen im Normalmedium (Luft) befinden; im allgemeinen Falle müßte nach (21) und (26) M_1 und M_2 in solchem Verhältnis zu einander gewählt werden, daß

$$\frac{\varepsilon_1 M_1^2}{V_1^3} = \frac{\mu_2 M_2^2}{V_2^3}.$$

Jetzt verschwinden von den vier Integralen (14) J_{21} und J_{22} und man erhält aus (9)

$$J_{11} = -J_{12},$$

$$J_{11} = -i\, a_1 \int\limits_{K_1} [E_2 \,\text{rot}\, \Pi]_n \, d\sigma, \quad a_1 = \frac{\varepsilon_1\omega + i\sigma_1}{c}$$

$$J_{12} = -i\, a_2 \int\limits_{K_2} [H_1 \,\text{rot}\, \Pi]_n \, d\sigma, \quad a_2 = \frac{\mu_2\omega}{c}.$$

Die Ausrechnung geschieht nach dem Vorbilde von § 3, Gleichung (16) und liefert

$$J_{11} = \frac{8\pi i}{3} a_1 M_1 E_{2z} \quad J_{12} = \frac{8\pi i}{3} a_2 M_2 H_{1z}$$

also

$$a_1 M_1 E_{2z} = -a_2 M_2 H_{1z},$$

insbesondere, wenn beide Antennen in Luft liegen:

$$E_2 \begin{pmatrix} \text{im Punkte } O_1 \\ \text{in Richtung } A_1 \end{pmatrix} = -H_1 \begin{pmatrix} \text{im Punkte } O_2 \\ \text{in Richtung } A_2 \end{pmatrix}.$$

Die von der elektrischen Antenne A_1 aufgenommene elektrische Feldstärke des magnetischen Dipols in O_2 ist der Amplitude nach gleich, der Phase nach entgegengesetzt der von der magnetischen Antenne A_2 aufgenommenen magnetischen Feldstärke des elektrischen Dipols in O_1, vorausgesetzt, daß beide Antennen mit gleicher Energie senden und die Phase auf diejenige des betreffenden Senders bezogen wird. Auch hier läßt sich (27) energetisch deuten: Die elektrische Energie der magnetischen Antenne

[5]) Die Ausbreitung der von einem solchen Dipol ausgehenden Wellen über die Erdoberfläche läßt sich mit denselben mathematischen Methoden behandeln, wie die Wellen eines elektrischen Dipols. Vgl. eine in den Ann. d. Phys. demnächst erscheinende Note.

am Orte O_1 ist gleich der magnetischen Energie der elektrischen Antenne am Orte O_2, die Energie beidemal berechnet für den Kubus der Wellenlänge und für die in die Antennenrichtung fallende Feldkomponente.

Auch in der Akustik treten, wie Lord Raleigh[6]) hervorhebt, Quellen verschiedenen Charakters auf, die wir in gewissem Sinne unserer elektrischen und magnetischen Antenne vergleichen können, nämlich „einfache Quellen" und „Doppelquellen", erstere entsprechend einem Pol erster Ordnung im Geschwindigkeitspotential, letztere einem Dipol. Das akustische Reziprozitätsgesetz lautet dann nach Helmholtz oder Rayleigh bei zwei gleichartigen Quellen, nämlich zwei einfachen bzw. zwei Doppelquellen: Die Werte des Geschwindigkeitspotentials am Ort der einfachen Quellen bzw. der Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Dipolachsen sind die gleichen bei Vertauschung von Quelle und Aufpunkt. Dagegen bei ungleichartigen Quellen: Das von der Dipolquelle ausgehende Geschwindigkeitspotential am Orte der einfachen Quelle ist numerisch gleich der von der einfachen Quelle herrührenden Geschwindigkeitskomponente am Orte und in der Richtung der Dipolachse. Diese letzte Aussage entspricht ganz unserer Reziprozität zwischen elektrischer und magnetischer Antenne, während die Aussage für gleichartige Quellen unseren vorangehenden Sätzen über zwei elektrische bzw. zwei magnetische Antennen analog ist.

Anschließend an die akustischen Verhältnisse sei noch erwähnt, daß die magnetische, d. h. Rahmenantenne, aufgefaßt werden kann als hervorgegangen aus zwei parallelen entgegengerichteten elektrischen Antennen von geringem Abstande, ebenso wie die akustische Doppelquelle entsteht aus zwei benachbarten, dem Vorzeichen nach entgegengesetzten einfachen Quellpunkten. Diese Auffassung der Rahmenantenne läßt erkennen, daß dieselbe als Empfänger ebenso wie als Sender ungünstiger ist, als die Linearantenne, da sie nur auf einer Differenzwirkung zweier Linearantennen beruht. —

Es liegt auf der Hand, daß unser Reziprozitätssatz die Behandlung von Sonderfällen erheblich vereinfachen kann. Dies zeigt sich insbesondere in der Dissertation von Pfrang, über welche in dieser Zeitschrift alsbald berichtet werden soll. Die Stärke, in der die Signale eines Flugzeuges, bei variabler Lage desselben und beliebiger Beschaffenheit des Erdbodens, von einer festen Station auf der Erdoberfläche aufgenommen werden, läßt sich beurteilen, wenn man das Feld im Luftraum kennt, welches dieselbe feste Station als Sender erzeugt. Für dieses letztere Problem habe ich die erforderlichen Formeln (Ann. d. Phys. 1909, Bd. 28, bei beliebiger aber natürlich einheitlicher Beschaffenheit des Erdbodens) entwickelt. Diese Formeln können jetzt, nach dem Reziprozitätssatz, übertragen werden auf den Fall: Sender in Luft, Empfänger auf der Erde.

[6]) Theorie of sound. Bd. II. 2 Aufl., London 1896, § 294, S. 147. Einen von Tyndall bemerkten Widerspruch gegen die akustische Reciprocität glaubt Rayleigh auf die besondere Beschaffenheit der von Tyndall benutzten Schallquellen zurückführen zu können.

Über die Induktivität und den Verlustwiderstand von Eisenkernspulen.

Von **H. Plendl, F. Sammer** und **J. Zenneck**[1]).

Als Grundlage für Untersuchungen über Schwingungskreise[2]) mit Eisenkernspulen wünschten wir uns eine genaue Kenntnis darüber zu verschaffen, wie in einem Wechselstromkreis die Induktivität und der wirksame Widerstand einer Spule mit geschlossenem Eisenkern mit und ohne Gleichstrommagnetisierung von der Stromamplitude abhängt, insbesondere auch im Gebiet schwacher Sättigung.

1. Es liegt im Wesen der Sache, daß es keine allgemein gültige und gleichzeitig für alle Fälle praktisch brauchbare Definition der Induktivität und des Verlustwiderstandes von Eisenkernspulen gibt. Für sinusförmigen Strom erhält man eine klare Definition in folgender Weise[3]). Ist

$$i = J \sin \omega t$$

der Strom durch die Spule, so ist im allgemeinsten Falle die Spannung e an ihr von der Form

$$e = A_1 \sin \omega t - B_1 \cos \omega t + A_2 \sin 2 \omega t - B_2 \cos 2 \omega t + \ldots$$

Die Spannung an einer eisenfreien Spule vom Widerstand R und der Induktivität L würde unter denselben Umständen

$$= Ri - L\frac{di}{dt} = R J \sin \omega t - \omega L J \cos \omega t$$

sein. Für die Grundschwingung von der Amplitude J ist also

$$R_e = \frac{A_1}{J}$$

als Verlustwiderstand und

$$L_e = \frac{B_1}{\omega J}$$

als Induktivität der Eisenkernspule aufzufassen. Auf diese Definition bezieht sich das Folgende.

Die Messung der so definierten Größen R_e und L_e erfordert einmal die Herstellung eines sinusförmigen Stromes und dann die Bestimmung der Amplitude der in der Spulenspannung enthaltenen Grundschwingung.

[1]) Nach einem Teil einer Dr.-Arbeit der Technischen Hochschule München, eingereicht von F. Sammer am 24. April 1925. — O. Martienssen hat (Phys. Ztschr. 11, S. 448 ff. 1910) den Verlustwiderstand und die Induktivität einer Eisendrossel in Abhängigkeit von der Stromamplitude wenigstens qualitativ durch Messung von Strom, Spannung und Leistung bestimmt. — Kürzlich ist in der „Elektrischen Nachrichten-Technik" 2, 96—103, 1925, eine Mitteilung von Herrn A. Feige erschienen, die sich ebenfalls mit der Induktivität und dem Verlustwiderstand einer Spule mit geschlossenem Eisenkern befaßt. Seine Methode zur Messung des Verlustwiderstandes ist im wesentlichen dieselbe wie die von uns angewandte, seine Methode zur Bestimmung der Induktivität, auf die es ihm nur in zweiter Linie ankam, ist von den unsrigen verschieden und ungenauer. Seine Resultate zeigen im großen und ganzen denselben Charakter, wie die unsrigen, weichen aber im einzelnen natürlich ab, da sowohl die verwendete Eisenkernspule als die Frequenz (bei Herrn Feige zirka 20 000 und 33 300/sec.) verschieden waren.

[2]) Vgl. die in diesem Heft enthaltenen Arbeiten.

[3]) Vgl. H. Schunck und J. Zenneck, dieses Jahrb. 19, S. 117 ff., 1922.

2. Die Eisenkernspule, die untersucht wurde, bestand aus 100 Windungen isolierten Kupferdrahtes, die zu einem kreisförmigen Ring von 55 mm mittleren Durchmesser möglichst nahe zusammengewickelt waren. Um diesen Ring war herumgewickelt Eisendraht von 0,3 mm Durchmesser (Blumendraht)[4], so daß das Eisen um den Kupferdrahtring einen Mantel von zirka 3 mm Dicke bildete. Diese Spulenform besitzt bekanntlich den Vorteil, daß der Kraftlinienweg besonders kurz ist, aber für manche Zwecke auch den Nachteil, daß die Länge der einzelnen Kraftlinien ziemlich verschieden ausfällt.

3. Die Meßanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Der Wechselstromgenerator M (zirka 500 Perioden-Sec. und 5 kVA) wirkt durch den Transformator S_1 S_2 auf einen Kondensatorkreis C S_2 L_0 ($C = 1{,}2\ \mu F$), in den durch einen Umschalter U entweder die zu untersuchende Eisenkernspule L_e oder eine veränderliche eisenfreie Spule L und ein ebenfalls veränderlicher Widerstand R eingeschaltet werden kann.

Zur Überlagerung von Gleichstrom über den Wechselstrom in der Eisenkernspule L_e dient die Leitung D_1 D_2 B, die außer der Gleichstromquelle B einen in der Figur nicht eingezeichneten veränderlichen Widerstand und zwei Drosselspulen D_1 D_2 enthielt. Die Induktivität derselben war so groß gewählt, daß der in ihr fließende Wechselstrom auf alle Fälle so klein blieb, daß er auf die Verhältnisse im Schwingungskreis keinen merklichen Einfluß ausübte. Das wurde kontrolliert, indem die Gleichstromquelle B durch einen kurzen Draht ersetzt und dann der Taster T geschlossen und geöffnet wurde. Weder der Strommesser A noch

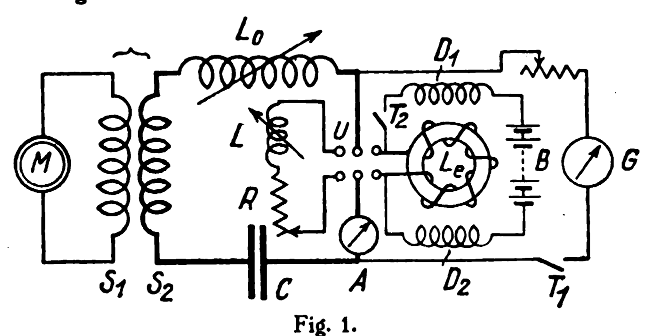


Fig. 1.

der Spannungsmesser G zeigten dabei eine merkliche Änderung ihres Ausschlages.

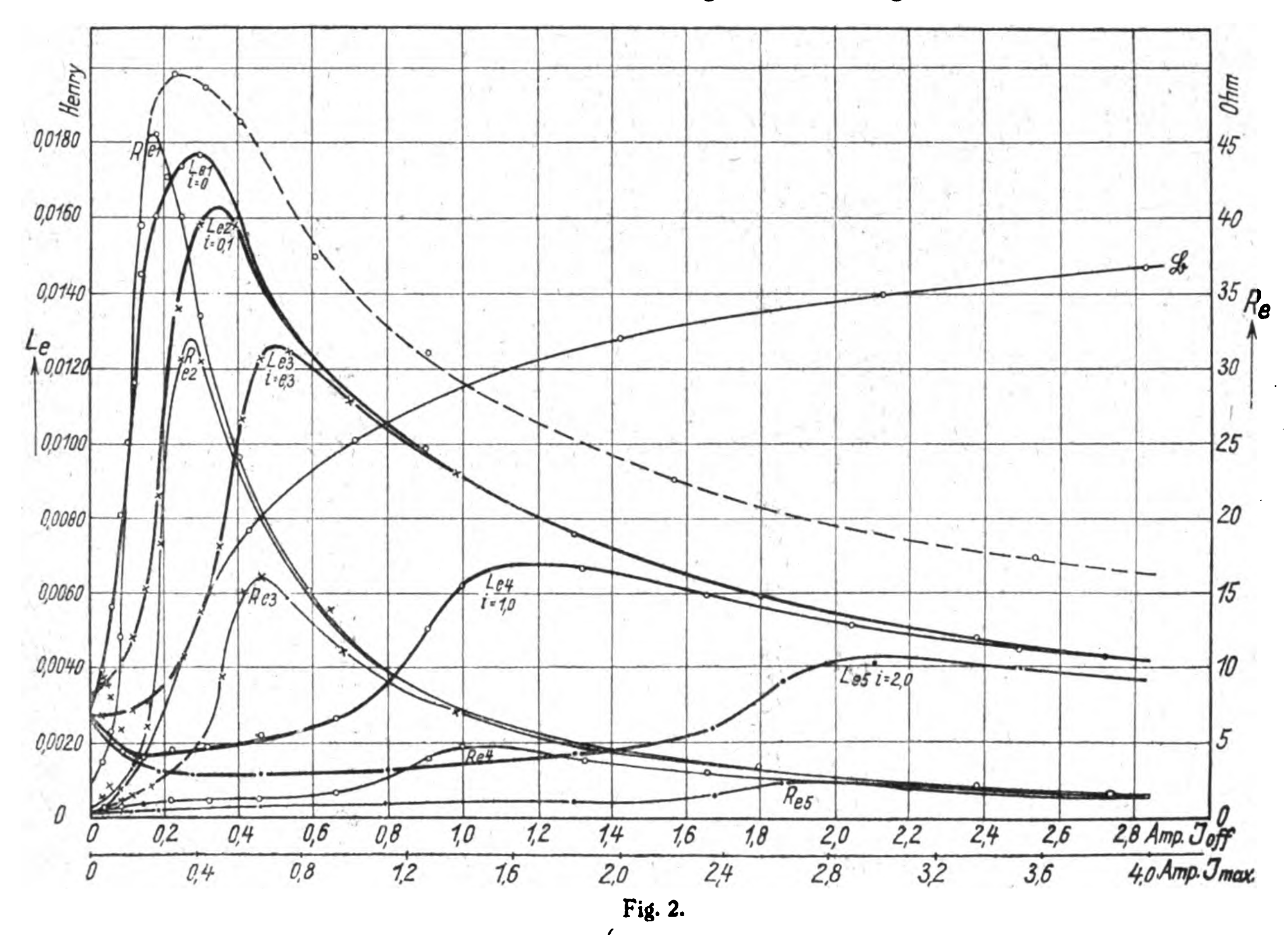


Fig. 2.

Die Bedingung der Sinusförmigkeit des Stromes wurde dadurch erfüllt, daß die eisenfreie Induktivität L_0 im Kondensatorkreis etwa 5 mal so groß (= 0,1 H) gewählt wurde, als die Induktivität der Eisenkernspule L_e bei ihrem Maximalwert.

Um aus der Spannung an der Eisenkernspule die Amplitude der Grundschwingung herauszuholen, wurde als Spannungsmesser ein Wien'sches Vibrationsgalvanometer[5]) verwendet, das auf die Maschinenfrequenz (525/sec.) abgestimmt wurde. Das Vibrationsgalvanometer war ein Instrument mit beweglichem Magnetsystem und zwei feststehenden Spulen, die in Hintereinanderschaltung eine Selbstinduktion von 0,09 H und einen Ohm'schen Widerstand von 60 Ohm besaßen. Da die Frequenz der Maschine nicht auf längere

[4]) Nach Abschluß der Untersuchung wurde uns von „Telefunken" Eisen-Emailledraht von 0,1 mm Durchmesser freundlichst zur Verfügung gestellt. Die Ergebnisse mit der daraus hergestellten Eisenkernspule unterschieden sich von den im folgenden mitgeteilten so wenig, daß wir die Mitteilung derselben unterlassen.

[5]) Für die freundliche Überlassung des Vibrationsgalvanometers sind wir Herrn Geheimrat M. Wien, Jena, zu besonderem Dank verpflichtet.

Zeit konstant zu halten war, so wurde sie möglichst langsam unter Beobachtung eines zur Maschine parallel liegenden Zungenfrequenzmessers durch die angegebene Periodenzahl hindurch reguliert und der maximale Ausschlag abgelesen, und zwar jeder Meßpunkt vier- bis fünfmal. Außerdem wurde nach jeder derartigen Gruppe von Messungen das Vibrationsgalvanometer von neuem geeicht, indem die Eisenkernspule durch eine bekannte Selbstinduktionsnormalie ersetzt wurde.

4. Bei den Messungen wurde die Erregung des Generators M variiert, mit dem Strommesser A (Präzisions-Hitzdraht-Instrument von Hartmann & Braun) der Effektivwert des Stromes und mit dem Vibrationsgalvanometer G die Amplitude E der in der Spannung an der Eisenkernspule L_e vorhandenen Grundschwingung bestimmt. Ist die aus dem Effektivwert abgeleitete Amplitude des Stromes J, so besteht die Beziehung

$$\sqrt{R_e^2 + (\omega L_e)^2} = \frac{E}{J}. \qquad (1)$$

Da der Verlustwiderstand Re von derselben Größenordnung ist wie die Induktanz ωL_e, so erhält man die Induktivität L_e nur dann, wenn man den Verlustwiderstand R_e kennt.

Zur Bestimmung des wirksamen Widerstandes R_e wurde die bekannte Substitutionsmethode benutzt. Der Kondensatorkreis $C\ S_1\ L_e$ wurde in Resonanz mit der Maschinenfrequenz gebracht und der Strom im Strommesser A abgelesen. Dann wurde durch den Umschalter U (Fig. 1) die Eisenkernspule L_e durch die eisenfreie Spule L und den Widerstand R ersetzt und die Induktivität von L so eingestellt, daß wieder Resonanz vorhanden war, und der Widerstand R so, daß der Strom wieder denselben Wert wie vorher annahm. Dann ist der Verlustwiderstand R_e der Eisenkernspule L_e gleich dem eingestellten Wert von $R +$ dem Wechselstromwiderstand der eisenfreien Spule L_0, der mit der Brücke bei derselben Frequenz zu messen ist[6]).

5. Die Ergebnisse der Messung sind für die Induktivität in ihrer Abhängigkeit von dem Effektivwert des Stromes in Fig. 2 durch die Kurven L_e, L_{e2} ...... dargestellt, und zwar bezieht sich die Kurve L_{e1} auf den Fall, daß kein Gleichstrom überlagert war,

L_{e2} auf die Überlagerung eines Gleichstroms von 0,1 Amp.
L_{e3} „ „ „ „ „ „ 0,3 „
L_{e4} „ „ „ „ „ „ 1,0 „
L_{e5} „ „ „ ? „ „ 2,0 „

Die Kurve $\mathfrak{B}$ ist die Magnetisierungskurve des Eisenkerns, wie man sie bei der Kommutierung eines durch die Spule geschickten Gleichstroms mit dem ballistischen Galvanometer beobachtet.

Bei reiner Wechselstrom-Magnetisierung (Kurve L_{e1}) steigt — wie man es nach dem bekannten Gang der Permeabilität von vornherein erwartet — im Gebiet geringer Sättigung die Induktivität mit wachsendem Strom steil an, um dann im Gebiet stärkerer Sättigung mit zunehmendem Strom wieder abzufallen.

Die Kurve stimmt im Gebiet starker Sättigung gut überein mit den Resultaten, die H. Schunck und J. Zenneck[3]) aus einer Magnetisierungskurve der Form

$$\mathfrak{B} = A \operatorname{arctg} \frac{w\,i}{S} + B\,\frac{w\,i}{S}$$

(A, B, S Konstante, w Windungszahl der Spule) theoretisch abgeleitet hatten. Sie hat aber im Gebiet schwacher Sättigung einen ganz anderen Verlauf. Der Grund ist natürlich der, daß die wirkliche Magnetisierungskurve die doppelt gekrümmte Form der Kurve $\mathfrak{B}$ besitzt, während die eben angegebene Beziehung im Gebiet schwacher Sättigung an ihrer Stelle die strichpunktierte Kurve von Fig. 3 setzt, die dann ebenfalls auf den strichpunktierten Teil der Kurve für L_e führt.

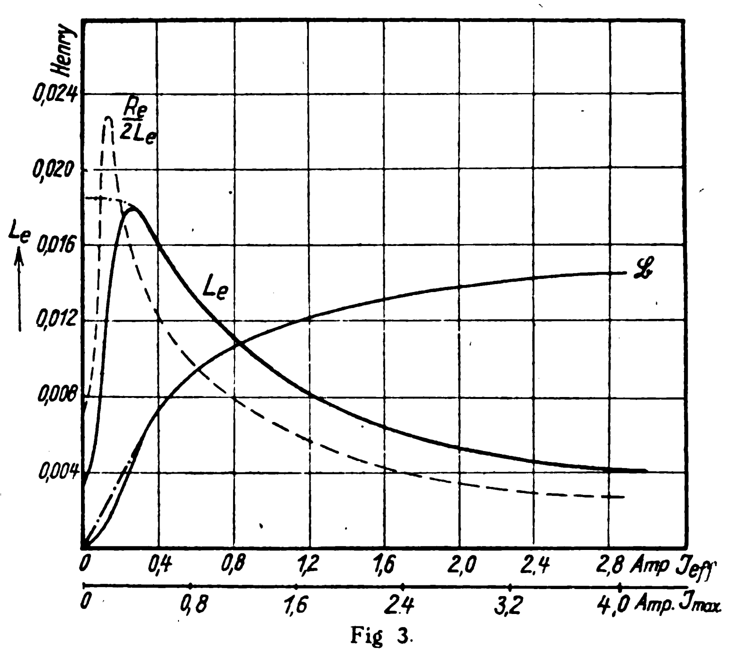


Fig 3.

Auch die Kurven für Gleichstromüberlagerung (L_{e2}, L_{e3} Fig. 2) sind im Gebiet von einigermaßen starker Sättigung in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden von Schunck und Zenneck berechneten Kurven, weichen aber aus dem eben angegebenen Grunde bei schwacher Sättigung mehr oder weniger von ihnen ab.

Die in Fig. 2 eingetragene gestrichelte Kurve erhält man an Stelle der Kurve L_{e1}, wenn man den Effektivwert der Spannung an der Eisenkernspule mit einem statischen Spannungsmesser mißt und auf sie und den Effektivwert des Stromes Gleichung (1) anwendet. Die Kurve zeigt zwar denselben Charakter wie die Kurve L_{e1}, weicht aber in den Werten erheblich von ihr ab.

6. Den Verlustwiderstand der Eisenkernspule in seiner Abhängigkeit von dem Strom geben die Kurven R_{e1}, R_{e2} usw., und zwar für dieselben Bedingungen wie die Kurven L_{e1} bzw. L_{e2} usw. Im großen und ganzen verlaufen diese Kurven R_e sehr ähnlich wie die entsprechenden Kurven L_e für die Induktivität. Sie unterschieden sich davon nur dadurch, daß sie das Maximum bei etwas niedrigerer Sättigung erreichen. Das hat zur Folge, daß der Dämpfungsfaktor $R_e/2L_e$ der Spule, den die gestrichelte Kurve von Fig. 3 bei reiner Wechselstrommagnetisierung (Kurven L_e und R_e von Fig. 2) in seiner Abhängigkeit vom Strom darstellt, bei wachsendem Strom zuerst zu einem Maximum ansteigt und dann wieder langsam abfällt.

Zusammenfassung.

Untersucht wurden bei einer Frequenz von 500/sec. die Induktivität L_e und der Verlustwiderstand R_e einer Spule mit geschlossenem Eisenkern in ihrer Abhängigkeit vom Strom, und zwar sowohl für den Fall reiner Wechselstrommagnetisierung als für den eines überlagerten Gleichstroms. Dabei wurden besonders berücksichtigt die Verhältnisse bei schwacher Sättigung. Die Ergebnisse für L_e und R_e und ebenso auch für den Dämpfungsfaktor $R_e/2L_e$ sind durch Kurven dargestellt.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München.

[6]) Prinzipiell ergibt diese Methode auch L_e und zwar als denjenigen Wert von L, der den Kreis wieder in Resonanz bringt. Der Verlauf der Resonanzkurve ist aber bei derartigen Kreisen zu wenig scharf, als daß auf diese Weise ein genügend genauer Wert von L_e zu erhalten wäre.

Die Wirkung von gedämpften Schwingungen auf einen Schwingungskreis mit Eisenkernspulen.

Von **H. Plendl, F. Sammer** und **J. Zenneck**[1]).

Es ist schon früher von dem einen von uns darauf hingewiesen worden [2]), daß ein Schwingungskreis mit einer geschlossenen Eisenkernspule gedämpften Schwingungen gegenüber sich anders verhalten muß, als ungedämpften. Der Zweck des Folgenden ist, zu zeigen, wie in einem Schwingungskreis, der eine Spule mit einem geschlossenen Eisenkern enthält, die Schwingungen verlaufen, wenn auf den Kreis ein gedämpft schwingender Primärkreis induziert.

1.

Die Untersuchung wurde mit der Anordnung Fig. 1 durchgeführt.

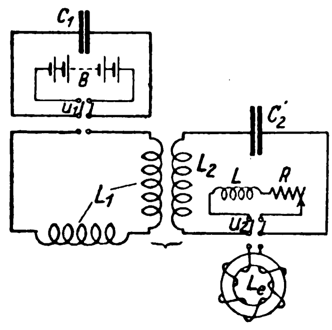


Fig. 1.

Der Primärkreis, der die gedämpften Schwingungen zu liefern hatte, ist der Kreis $C_1\ L_1$. Seine Kapazität C_1 (9 technische Kondensatoren von Siemens & Halske, 3 Gruppen von je 3 parallel liegenden hintereinander geschaltet) betrug 1,94 μF, seine gesamte, und zwar eisenfreie Induktivität 0,0475 H. Durch den Umschalter U_1 konnte die Kapazität abwechslungsweise zur Ladung an die Gleichstromquelle B oder zur Entladung und damit Erzeugung gedämpfter Schwingungen an die Spulen L_1 angelegt werden. Die Spannung der Gleichstromquelle B ließ sich zwischen 600 und 4800 Volt variieren.

Der Sekundärkreis $C_2\ L_2$, dessen Schwingungen aufgenommen werden sollten, bestand aus der Kapazität C_2 von 6,31 μF und der eisenfreien Spule L_2 von 0,0047 H. Außerdem konnte in ihn durch den Umschalter U_2 wahlweise die Eisenkernspule L_e oder die eisenfreie Spule L mit dem Vorschaltwiderstand R eingeschaltet werden. Die Eisenkernspule war die von uns früher [3]) untersuchte: 1 Ring von 100 Windungen isolierten Kupferdrahtes mit einem mittleren Ringdurchmesser von 55 mm, bewickelt mit einem ungefähr 3 mm dicken Mantel von schellackiertem Eisendraht von 0,3 mm Durchmesser. Eingeschaltet in den Sekundärkreis, aber in Fig. 1 nicht eingezeichnet, waren zwei eisenfreie Spulen von kleiner Induktivität und kleinem Widerstand, die bei der Aufnahme des Stromverlaufs im Sekundärkreis zur magnetischen Ablenkung an der Braun'schen Röhre dienten. Für die Technik der Aufnahme selbst gilt das in unserer früheren Arbeit [4]) Ausgeführte.

Die Stromkurven wurden bei verschiedenen Primärspannungen und verschiedenen Kopplungen gemacht, und zwar für jede Primärspannung und Kopplung einmal, wenn im Sekundärkreis die Eisenkernspule L_e und dann, wenn in ihm die eisenfreie Spule L mit dem Widerstand R lag. Die Ordinaten der Stromkurve für die verschiedenen Kopplungen sind nicht mit einander vergleichbar, da die Entfernung der Ablenkungsspulen von der Braun'schen Röhre verschieden eingestellt werden mußte. Die Maßstäbe der Ordinaten, die derselben Kopplung, aber verschiedenen Primärspannungen entsprechen, sind ungefähr, aber nicht genau gleich, da das Vakuum der Braun'schen Röhre und damit die Empfindlichkeit derselben nicht sehr lang konstant zu halten war. Gleich ist der Maßstab bei den Kurven, die bei derselben Kopplung und derselben Primärspannung aufgenommen wurden und sich nur dadurch unterscheiden, daß bei der einen die Eisenkernspule L_e, bei der anderen die eisenfreie Spule L mit dem Widerstand R sich im Sekundärkreis befand.

2.

Bei einer ersten Reihe von Aufnahmen war der Sekundärkreis ($C_2\ L_2\ L_e$) mit der Eisenkernspule L_e so abgestimmt, daß er bei 7 AW in Resonanz mit der Eigenfrequenz (525/sec.) des Primärkreises war. Die eisenfreie Selbstinduktion L wurde so gewählt, daß der Sekundärkreis $C_2\ L_2\ L\ R$, wenn die eisenfreie Spule in ihn eingeschaltet war, dieselbe Eigenfrequenz hatte. Dabei wurde der Widerstand R so eingestellt, daß bei ungedämpfter Erregung — zu diesem Zweck wurde in den Primärkreis ein Wechselstromgenerator von 525/sec. eingeschaltet — die Stromamplitude im Sekundärkreis dieselbe war, ob in ihm die Eisenkernspule L_e oder die eisenfreie Spule L mit dem Widerstand R lag. Daß dies wirklich der Fall war, geht aus den Kontrollaufnahmen (Fig. 2 und 3) hervor.

Die Ergebnisse bei gedämpfter Erregung des Sekundärkreises sind in den Fig. 4 bis 19 dargestellt. Während bei loser Kopplung (L_{12} = 0,000147 H) (Fig. 4 bis 11) im eisenfreien Sekundärkreis die Amplitude proportional der erhöhten Anfangsspannung wächst (Fig. 4, 6, 8, 10 [5]), bleiben die Maximalamplituden im Sekundärkreis mit Eisenkernspule (Fig. 5, 7, 9, 11 [5]) fast vollkommen gleich. Die Maximalamplitude steigt zwar etwas zwischen den Primärspannungen 600 und 1200 Volt, bleibt aber dann bis 4800 Volt fast vollständig konstant. Die Kurven für mittlere Kopplung (Fig. 12 bis 19, L_{12} = 0,00051 H) zeigen bis zu Primärspannungen

---

[1]) Nach einem Teil einer Dr.-Arbeit der Technischen Hochschule München, eingereicht von F. Sammer am 24. April 1925.

[2]) J. Zenneck, Phys. Ztschr. **25**, 441, 1924.

[3]) Dieses Jahrb. **26**, 98—100, 1925.

[4]) Dieses Jahrb. **26**, 103—104, 1925.

[5]) Die höchsten Amplituden fehlen in Figur 10, da die Ablenkung über den Schirm der Braun'schen Röhre hinausging. Wie die Stromkurve wirklich aussieht, ist durch Vergleich mit Fig. 8 und Vergrößerung des Ordinatenmaßstabs im Verhältnis 4800 : 2650 leicht festzustellen.



von 150 Volt wesentlich dasselbe wie diejenigen für lose Kopplung. Bei der höchsten Spannung von 4800 Volt (Fig. 19), in geringerem Maße auch schon bei der Primärspannung von 2650 Volt (Fig. 17) erfolgt augenscheinlich ein Kippen des Sekundärkreises zu hohen Stromamplituden und ein Zurückkippen auf niedrige. Der Amplitudenverlauf des Kreises mit Eisen (Fig. 19) wird dadurch vollkommen verschieden von dem ohne Eisen (Fig. 18), und die Maximalamplitude wird sogar erheblich größer als ohne Eisen.

Ging man mit der Kopplung noch weiter ($L_{12} = 0{,}00275$), so unterschieden sich die Kurven vom Sekundärkreis mit Eisen und dem ohne Eisen dadurch, daß beim ersteren schon starke Schwebungen auftraten, wenn sie beim letzteren noch fehlten. Die Kurven, die wir bei der festesten Kopplung ($L_{12} = 0{,}0127$ H) aufgenommen haben, zeigten sowohl beim eisenfreien Sekundärkreis als bei demjenigen mit Eisen Schwebungen infolge der beiden Kopplungsfrequenzen.

Von besonderem Interesse ist der Fall der l o s e n Kopplung (Fig. 4 bis 11). Hier liegt folgendes vor. Für ungedämpfte Schwingungen schwacher Amplitude verhält sich der Sekundärkreis $C_2\ L_2\ L_e$ mit der Eisenkernspule genau wie der eisenfreie Kreis $C_2\ L_2\ L\ R$ (Fig. 2 und 3). Das gilt auch noch für gedämpfte Schwingungen geringer Amplitude (Fig. 4 und 5). Auf gedämpfte Schwingungen stärkerer Amplitude reagiert aber der Sekundärkreis mit Eisenkernspule ganz anders als der eisenfreie. Während im eisenfreien die Amplituden proportional der Primärspannung wachsen, bleiben — wenigstens in dem untersuchten Gebiet — die Amplituden im Sekundärkreis mit Eisenkernspule fast vollkommen auf derselben Höhe. Man mag die Anfangsamplituden der gedämpften Primärschwingungen so hoch treiben wie man will — besonders zeigt dies ein Vergleich der Fig. 4 und 5 einerseits und der Fig. 10 und 11 andererseits —, sie gehen nur ganz wenig über die Werte hinaus, die sie bei schwachen ungedämpften Schwingungen des Primärkreises bekommen (Fig. 2 bis 3). Man erhält also hier eine Art von Amplitudenbegrenzung bei der Einwirkung von gedämpften Schwingungen. Der Grund ist folgender. Die Amplitude bei ungedämpften Schwingungen (Fig. 2 und 3) entspricht einer AW-Zahl von 7 AW; der Sekundärkreis mit Eisenkernspule verhält sich dabei genau so wie der eisenfreie. Sobald die EMK und damit auch der Strom etwas größer wird, fällt der Sekundärkreis mit Eisenkernspule nicht nur wegen der Zunahme seiner Induktivität immer mehr außer Resonanz, sondern es nimmt auch der Verlustwiderstand seiner Eisenkernspule sehr stark zu. Beide Erscheinungen zusammen verhindern ein Hochkommen der Stromamplitude.

Untersucht wurden dann noch die Wirkungen der Schwingungen im Sekundärkreis auf einen eisenfreien Tertiärkreis, der mit dem sekundären extrem lose gekoppelt war, ohne daß sich dabei irgend etwas Bemerkenswertes ergeben hätte.

3.

Eine zweite Reihe von Kurven (Fig. 20 bis 25) wurde bei anderer Abstimmung des Sekundärkreises $C_2\ L_2\ L_e$ mit Eisenkernspule aufgenommen: seine Eigenfrequenz war hier so einreguliert, daß er bei einer Stromamplitude von 3,0 Amp. = 300 AW in Resonanz mit dem Primärkreis war. Der eisenfreie Sekundärkreis $C_2\ L_2\ L\ R$ war wie bei den früheren Aufnahmen ebenfalls in Resonoanz mit dem Primärkreis, der Widerstand R so eingestellt, daß man bei ungedämpfter Erregung — Wechselstrommaschine im Primärkreis — im Sekundärkreis eine Amplitude von ungefähr 300 AW bekam, ob im Sekundärkreis die Eisenkernspule L_e oder die eisenfreie Spule L mit dem Widerstand R sich befand.

Ließ man dann die Schwingungen des gedämpft schwingenden Primärkreises in mittlerer Kopplung ($L_{12} = 0{,}00076$ H) auf den Sekundärkreis induzieren, so ergaben sich die Fig. 20 bis 25. Die Figuren für die Primärspannungen 600 und 1520 Volt (Fig. 21 bzw. 23) zeigen, daß in diesem Fall im Sekundärkreis mit Eisenkernspule nur äußerst geringe Amplituden entstehen, da der Kreis bei niedrigen AW-Zahlen vollkommen außer Resonanz mit dem Primärkreis ist. Die Amplitude kommt über die AW-Zahl nicht hinauf, bei der die Induktivität und der Verlustwiderstand der Eisenkernspule sehr viel größer ist als bei der AW-Zahl, bei der abgestimmt wurde. Wird durch starke Erregung des Primärkreises (2650 Volt) die AW-Zahl im Sekundärkreis gewaltsam über das Gebiet hinaufgetrieben, in dem die Induktivität und der Verlustwiderstand der Eisenkernspule besonders hohe Werte besitzen [3], so tritt auch hier ein Aufwärtskippen und nachher ein Abwärtskippen des Sekundärstromes ein.

Unter diesen Verhältnissen spricht also der Sekundärkreis mit Eisenkernspule auf niedere Amplituden im Primärkreis fast nicht an, wohl aber sehr stark auf hohe.

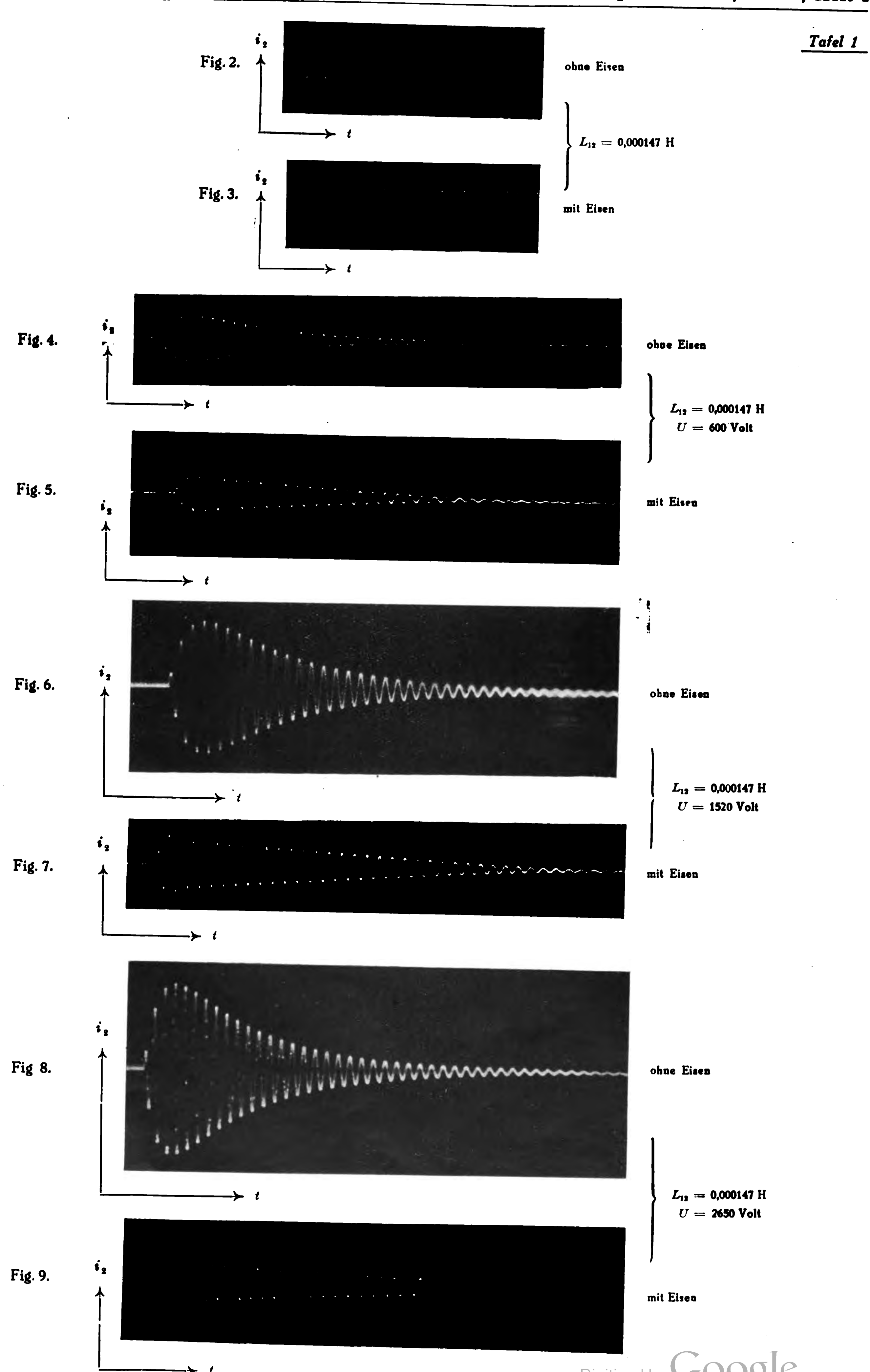
Zusammenfassung.

Untersucht wurden die Schwingungen in einem Schwingungskreis mit einer geschlossenen Eisenkernspule, wenn auf ihn eine gedämpfte Schwingung einwirkte. Durch geeignete Abstimmung dieses Kreises läßt sich erreichen, daß die Amplitude der Schwingungen in ihm fast unabhängig von der Intensität der erregenden Schwingung wird, sich also kaum ändert, wenn die Intensität von niederen auf hohe Werte gesteigert wird (Amplitudenbegrenzung).

Bei anderer Abstimmung reagiert der Kreis auf geringe Amplituden der erregenden Schwingung sehr wenig, dagegen sehr stark von einer gewissen Amplitude an.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

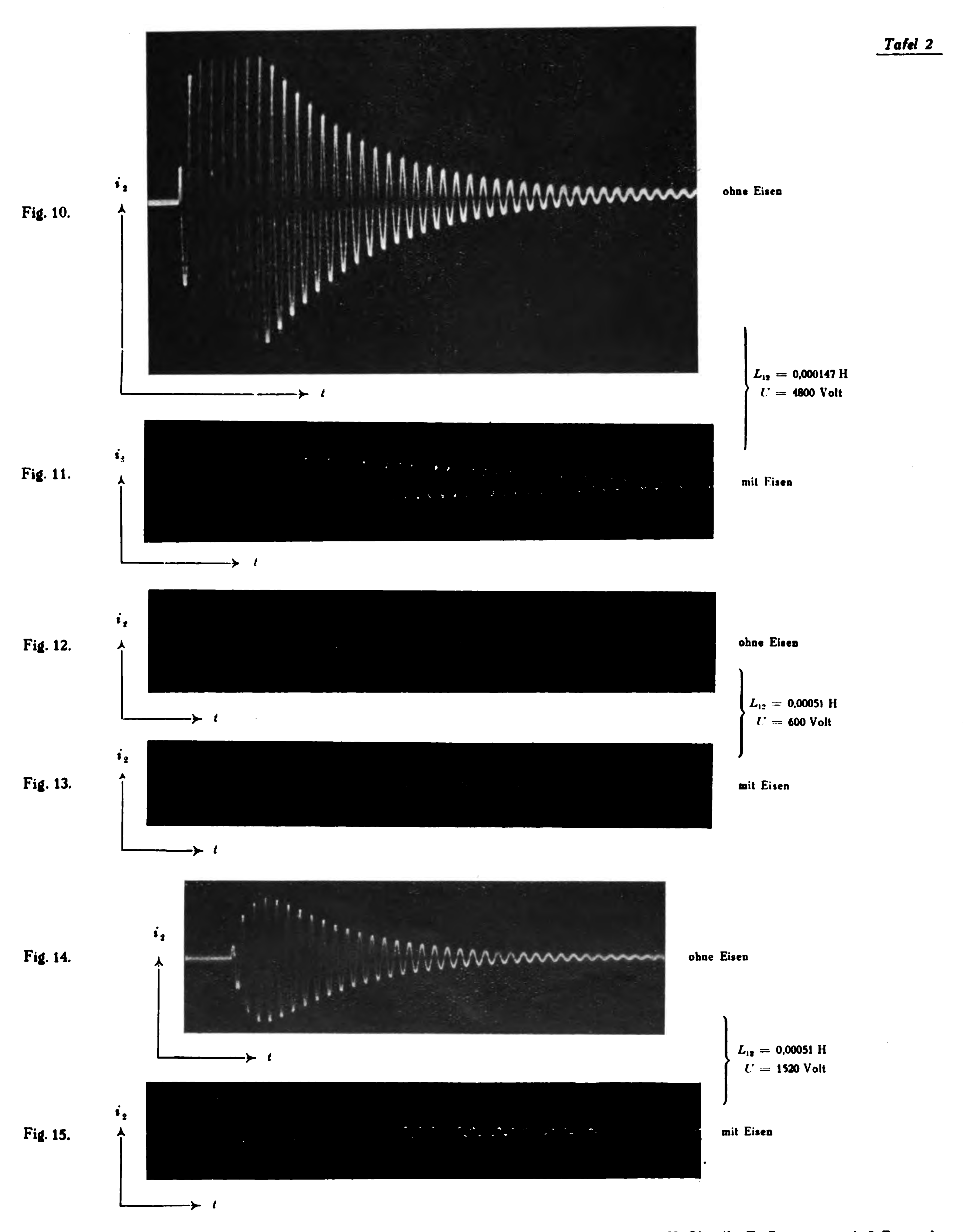
Tafel 1



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Die Wirkung von gedämpften Schwingungen auf

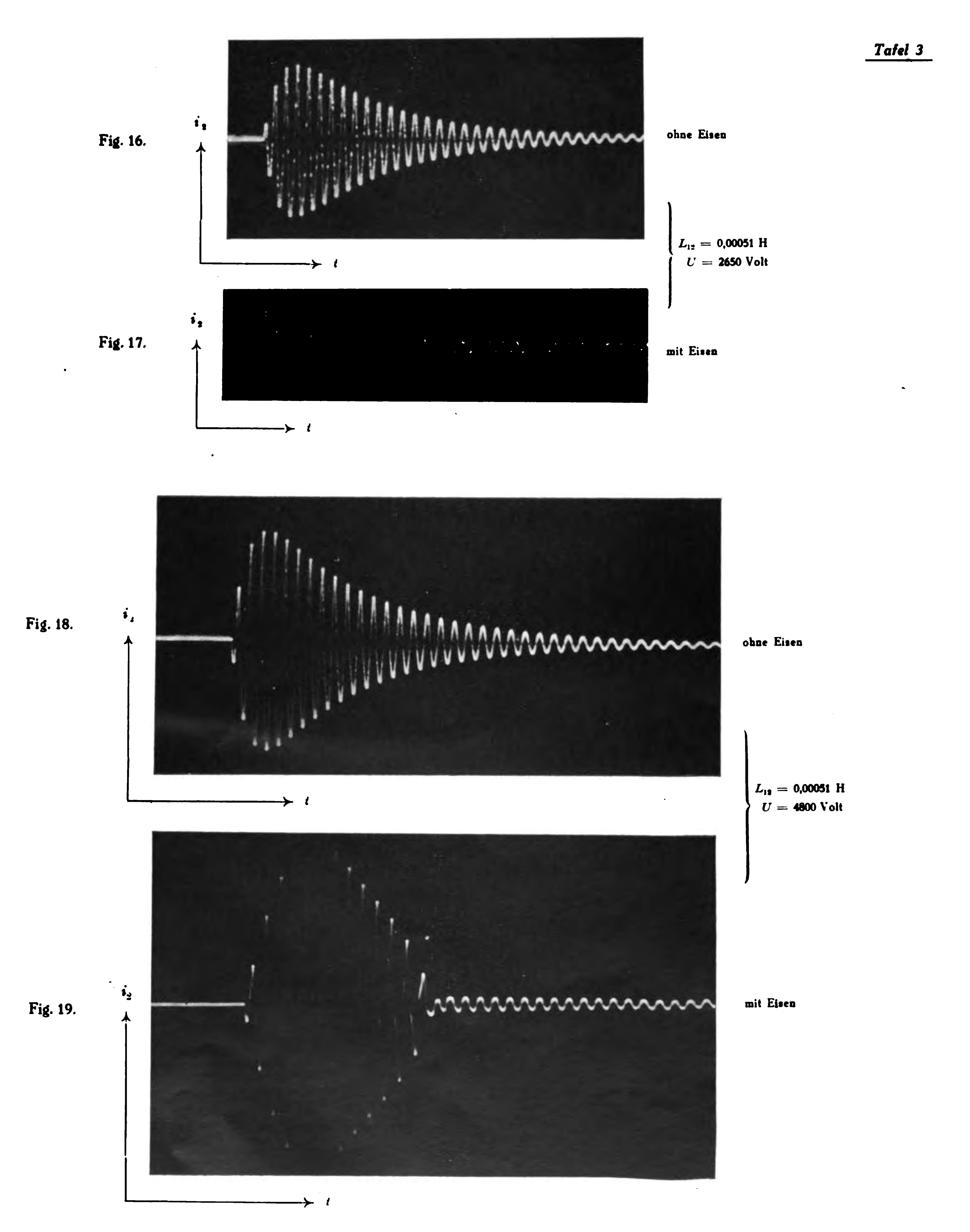
Tafel 2



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Die Wirkung von gedämpften Schwingungen auf einen Schwingungskreis mit Eisenkernspulen.

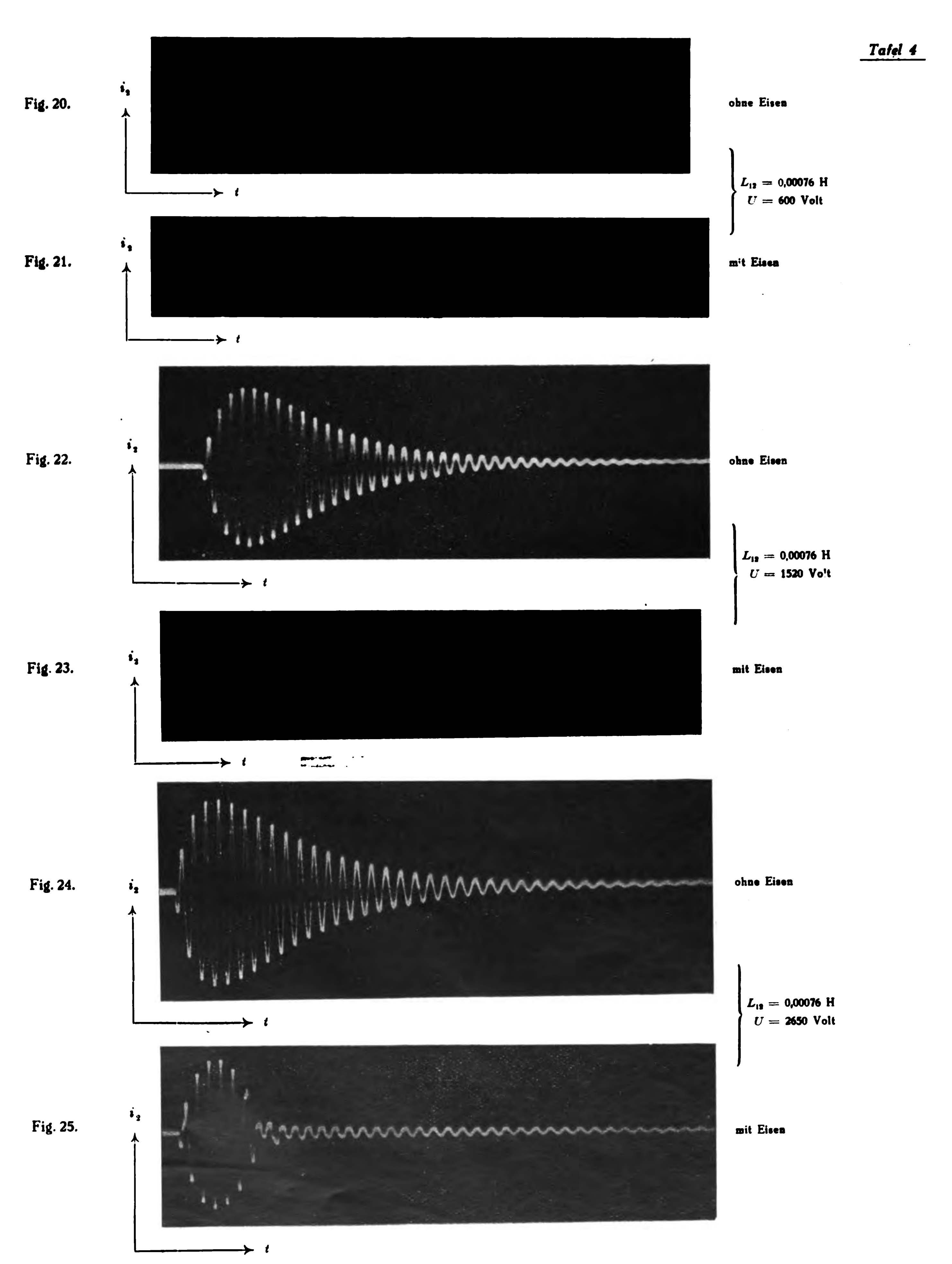
Tafel 3



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Die Wirkung von gedämpften Schwingungen auf einen Schwingungskreis mit Eisenkernspulen.

Tafel 4



Verlag von M. Krayn, Berlin W. 10

Zum Aufsatz: H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Die Wirkung von gedämpften Schwingungen auf einen Schwingungskreis mit Eisenkernspulen.

Einschaltvorgänge bei einem Schwingungskreis mit einer Eisenkernspule.

Von **H. Plendl, F. Sammer** und **J. Zenneck**[1]).

Bekanntlich sind bei eisenfreien Schwingungskreisen, die an eine Wechselstrommaschine angeschlossen sind, die Verhältnisse so, daß beim Einschalten außer den durch die Maschine erzwungenen Schwingungen auch noch die Eigenschwingungen des Kreises entstehen. Ist der Kreis auf die Maschinenfrequenz abgestimmt, so wird die Frequenz der Eigenschwingungen gleich derjenigen der erzwungenen Schwingungen, und die Amplitude steigt allmählich auf ihren stationären Endwert an. Ist der Kreis etwas gegen die Maschinenfrequenz verstimmt, so sind die beiden Frequenzen verschieden und man erhält Schwebungen, die aber wegen der Dämpfung der Eigenschwingungen bald abklingen.

Bei einem Schwingungskreis, der eine Spule mit geschlossenem Eisenkern enthält, verläuft der Einschaltvorgang qualitativ ebenso. Aber abgesehen davon, daß hier die erzwungenen und die Eigenschwingungen sich nicht unabhängig voneinander superponieren, treten Eigentümlichkeiten auf, die uns der Mühe wert schien durch einige Aufnahmen zu illustrieren.

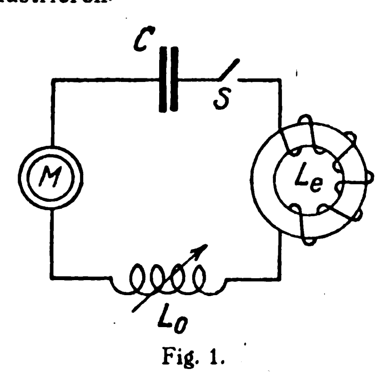


Fig. 1.

1. Die Schaltung, mit der wir arbeiteten, war diejenige von Fig. 1. M ist der Wechselstromgenerator für eine normale, aber in weiten Grenzen veränderliche Frequenz von zirka 500/sec. und für zirka 5 KVA, C eine Kapazität von 1.26 μF (4 technische Kondensatoren von Siemens & Halske für eine Gleichstrom-Prüfspannung von 2000 Volt), L_0 eine eisenfreie Spule, deren Induktivität sich zwischen 0,020 und 0,056 H variieren ließ und die zur Änderung der Eigenfrequenz des Kreises diente. Die Eisenkernspule L_e hatte 107 Windungen auf einem Eisenring aus Holzfrequenzblechen[2]), der einen äußeren Durchmesser von 90, einen inneren von 60 und eine Höhe von 50 mm besaß. Nicht eingezeichnet in Fig. 1 sind ein parallel zur Maschine befindlicher Hitzdraht-Spannungsmesser, ein Zungenfrequenzmesser und ein in den Kreis eingeschalteter Hitzdraht-Strommesser. Außerdem waren an irgendeiner Stelle des Kreises eingeschaltet zwei eisenfreie Spulen von geringer Induktivität und geringem Widerstand, die bei den Aufnahmen des Stromverlaufs mit der Braun'schen Röhre die Ablenkung des Kathodenstrahlbündels besorgten. Die bei den Aufnahmen benutzte Braunsche Röhre war von E. Gundelach, Gehlberg in Thüringen, bezogen und wurde durch eine Leuner'sche Influenzmaschine betrieben. Die lichtstarke Kamera, die für eine wegziehbare Kasette eingerichtet war, war die von dem einen von uns früher beschriebene[3]), ebenso die Anordnung, die dafür sorgte, daß der Stromkreis während des Wegziehens der Platte im richtigen Moment geschlossen wurde. Die benutzten Platten waren Hauff-Ultrarapid-Platten.

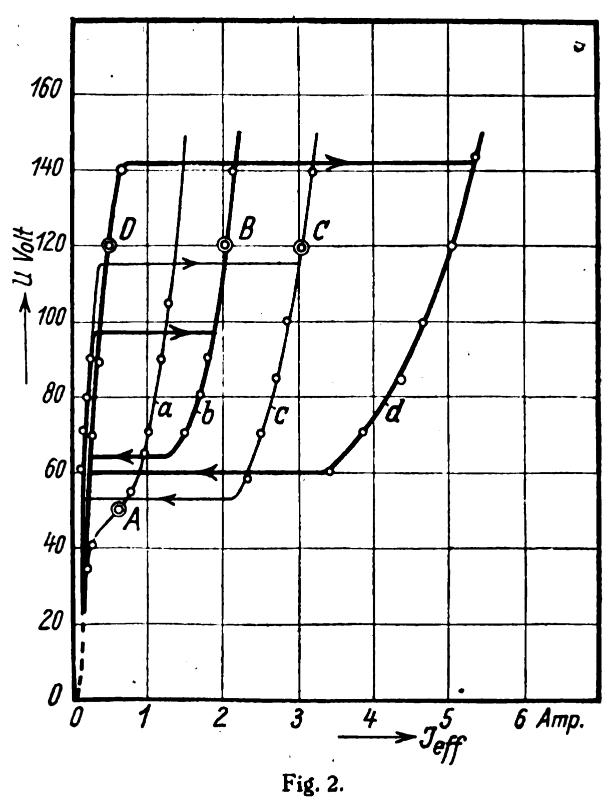


Fig. 2.

2. Man hat zwei Hauptfälle zu unterscheiden, je nachdem die Stromspannungscharakteristik des Kreises eine Kurve ohne Kippstelle aber mit Resonanzpunkt, oder eine solche mit Kippstellen ist[4]). Der erste Fall ist in Fig. 2 durch die Kurve a, die letztere durch die Kurven b, c, d vertreten. Die Frequenz war bei Kurve a 370, dagegen 500/sec. bei den Kurven b, c und d, die sich im übrigen auf verschiedene Werte der eisenfreien Induktivität L_0 (Fig. 1) beziehen.

Im ersten Fall (Kurve a Fig. 2) wurde die Spannung der Maschine so einreguliert, daß im stationären Zustand der Arbeitspunkt mit dem Resonanzpunkt A zusammenfiel. Der Anstieg der Amplitude (Fig. 3) erfolgt dann im wesentlichen so, wie bei einem eisenfreien Kreis, der auf die Maschinenfrequenz abgestimmt ist.

Im zweiten Fall, wenn die Stromspannungscharakteristik Kippstellen besitzt, kann der Schwingungskreis niemals in Resonanz mit der Maschine kommen, da beim Einschalten des Stromes immer der aufsteigende Teil der Charakteristik

[1]) Nach einem Teil einer Dr.-Arbeit der Technischen Hochschule München, eingereicht von F. Sammer am 24. April 1925.

[2]) Für die freundliche Überlassung sind wir Telefunken, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, zu Dank verpflichtet.

[3]) J. Zenneck, Phys. Zeitschr. 14, 226, 1913.

[4]) Vgl. H. Schunck und J. Zenneck, dieses Jahrb. 19, 117 ff., 1922.



durchlaufen wird, niemals der absteigende, der allein zum Resonanzpunkt führen würde. Man ist und bleibt also beim Einschalten außer Resonanz. Ist die Maschinenspannung kleiner als die Kippspannung, so ist die Eigenfrequenz des Kreises kleiner als die Maschinenfrequenz, und man bekommt beim Einschalten Schwebungen. Diesen Fall stellt Fig. 4 dar, bei deren Aufnahme der Arbeitspunkt im stationären Zustand der Punkt D der Kurve d (Fig. 3) war. Ist die Maschinenspannung höher als die Kippspannung, so tritt beim Einschalten ein Aufwärtskippen des Stromes ein. Die Eigenfrequenz, die vor dem Kippen kleiner als die Maschinenfrequenz ist, wird nach dem Kippen größer als dieselbe. Das Resultat ist auch in diesem Fall ein schwebungsähnlicher Stromverlauf, wie die Fig. 5 u. 6 zeigen, die erstere für den stationären Arbeitspunkt B von Kurve b Fig. 2, die letztere für den Punkt C der Kurve c.

Diese Schwebungen haben Überströme und Überspannungen, d. h. Momentan-Amplituden von Strom und Spannung, die größer sind als im stationären Zustand, zur Folge. Ob diese höher werden können, als beim Einschalten verstimmter eisenfreier Kreise, wurde nicht untersucht.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Erzwungene Schwingungen in gekoppelten Kreisen, wenn der Sekundärkreis eine Eisenkernspule enthält.

Von **H. Plendl, F. Sammer** und **J. Zenneck**[1]).

1.

Die Schaltung, auf die sich die folgenden Untersuchungen beziehen, ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Der Primärkreis besaß eine eisenfreie Selbstinduktion L_1 im Gesamtbetrag von 0,055 H und eine Kapazität C_1 von 1,04 μF (3 Gruppen von je 3 parallel geschalteten Kondensatoren hintereinander); er war also in Resonanz mit der Maschinenfrequenz von 515/sec.

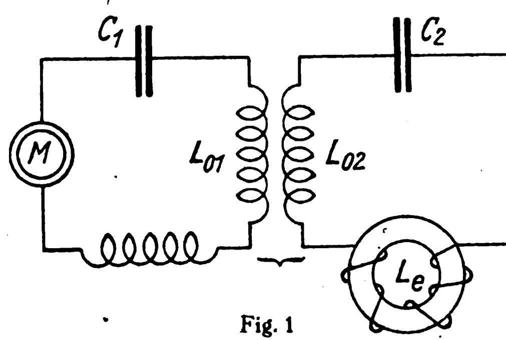


Fig. 1

Mit diesem Kreis war ein Sekundärkreis gekoppelt, der eine Kapazität C_2 von 0,91 μF und außer einer eisenfreien Selbstinduktion L_{02} von 0,055 H eine Spule L_e mit geschlossenem Eisenkern enthielt. Die Eisenkernspule bestand aus 107 Windungen auf einem Ring von Hochfrequenzblechen mit einem äußeren Durchmesser von 90, einem inneren von 60 und einer Höhe von 50 mm. Außerdem befanden sich im Sekundärkreis für die Braun'sche Röhre 2 Ablenkungsspulen — in Fig. 1 nicht eingezeichnet — von geringer Induktivität und kleinem Widerstand.

Die Stromspannungscharakteristik des Sekundärkreises ist diejenige von Fig. 2. Sie wurde in der folgenden Weise erhalten. Bei unveränderter Stellung der Kopplungsspulen L_{01} und L_{02}, d. h. also bei unverändertem Werte des wechselseitigen Induktionskoeffizienten L_{12} der beiden Kreise, wurde der Strom im Primärkreis durch Änderung der Maschinenspannung und wo nötig auch der Konstanten des Kreises variiert und die im Sekundärkreis induzierte EMK E_{12} berechnet. Gleichzeitig wurde der Strom J_2 an einem Hitzdraht-Instrument im Sekundärkreis abgelesen. Die zusammengehörigen Werte von E_{12} und J_2 wurden dann aufgetragen und gaben die Charakteristik (Fig. 2) des Sekundärkreises.

[1]) Nach einem Teil einer Dr.-Arbeit der Technischen Hochschule München, eingereicht von F. Sammer am 24. April 1924.

2.

Arbeitet man mit der Schaltung von Fig. 2, so kann man im stationären Zustand einfache ungedämpfte Schwingungen (Fig. 3 und 4) erhalten, wie man es von vornherein erwartet. Unter anderen Bedingungen aber kommt es nicht zur Bildung eines stationären Zustandes mit konstanter Amplitude, sondern es zeigt sowohl der Primär- als der Sekundärstrom Pendelungen der Amplitude, wie sie in den Fig. 5 bis 14 dargestellt sind [2]). Für die Periode dieser Pendelungen ist die Stärke der Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis maßgebend. Bei den Fig. 11 und 12 war z. B. $L_{12} = 0{,}0073$, bei den Fig. 3 bis 10 $= 0{,}0118$ und bei den Fig. 13 und 14 $= 0{,}0180$ H. Nach diesen Figuren ist also die Periode der Pendelungen um so größer, je loser die Kopplung ist.

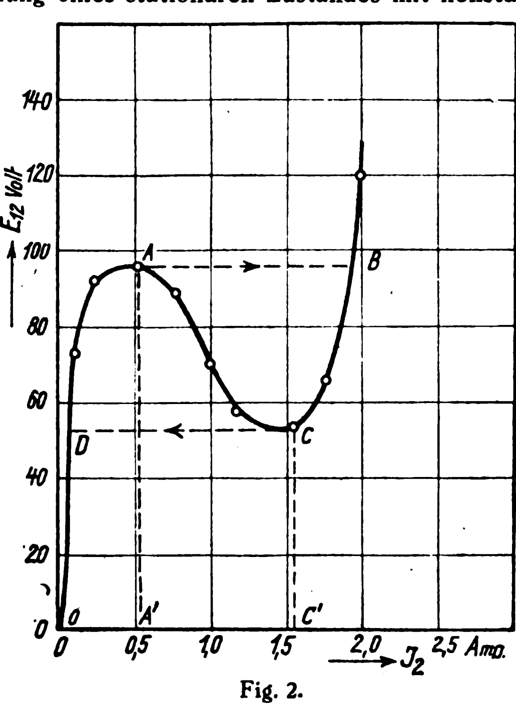


Fig. 2.

Die Stärke der Pendelungen, d. h. das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Stromamplitude (vgl. z. B.

[2]) Da die Platte bei der Aufnahme dieser Figuren aus freier Hand weggezogen wurde, so sind die Zeitabscissen der verschiedenen Figuren nicht miteinander vergleichbar, können aber durch Abzählen der Perioden leicht aufeinander reduziert werden.



Tafel 1

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Einschaltvorgänge bei einem Schwingungskreis mit einer Eisenkernspule.



Fig. 8 und 10) hängt unter sonst gleichen Umständen (vgl. unten) von der Klemmenspannung der Maschine ab. Sie ist in den Fig. 3 bis 14 beigeschrieben und gab in unserer Anordnung bei einem wechselseitigen Induktionskoeffizienten von 0,0118 H (Fig. 3 bis 10) die Pendelungen am stärksten ausgeprägt, wenn sie ungefähr bei 50 Volt lag (Fig. 7 und 8).

3.

Der Grund für diese Pendelungen [3]) ist im wesentlichen der folgende. Wenn der Primärkreis eingeschaltet wird und der Strom in ihm anwächst, so wächst gleichzeitig auch die EMK im Sekundärkreis. Geht sie über den Kippwert AA' von Fig. 2 hinauf, so kippt der Sekundärkreis nach oben, d. h. es nimmt in ihm der Strom stark zu (Fig. 2 $A-B$) unter gleichzeitiger Anstoßung der Eigenschwingungen (Kopplungsschwingungen) der beiden Kreise. Da der Sekundärkreis nach dem Kippen kapazitiv belastet ist [4]), so hat seine Rückwirkung auf den Primärkreis eine Zunahme der wirksamen Induktivität und außerdem eine Zunahme des wirksamen Widerstandes zur Folge. Die Rückwirkung eines sekundären Schwingungskreises auf den primären äußert sich ja bekanntlich darin, daß durch dieselbe die primäre Reaktanz eine Änderung um den Betrag

$$-\frac{\omega^2 L_{12}^2}{Z_2^2}\cdot X_2,$$

der primäre Widerstand um den Betrag

$$\frac{\omega^2 L_{12}^2}{Z_2^2}\cdot R_2$$

erfährt, wenn X_2, R_2, Z_2 Reaktanz bzw. Widerstand, bzw. Impedanz des Sekundärkreises sind. Ist $X_2 < 0$, d. h. der Sekundärkreis kapazitiv belastet, so erfährt die Induktanz des Primärkreises durch die Rückwirkung eine Vermehrung. Infolge davon fällt der Primärkreis, der auf die Maschinenfrequenz abgestimmt war, außer Resonanz und es sinkt der Strom in ihm aus diesem Grunde und infolge der Vermehrung des wirksamen Widerstandes. Das hat dann wieder zur Folge, daß die EMK im Sekundärkreis stark abnimmt. Fällt sie unter den Wert CC' (Fig. 2), bei dem ein Zurückkippen stattfindet, so kippt der Sekundärstrom wieder zurück und die Rückwirkung auf den Primärkreis wird äußerst gering. Der Primärstrom steigt dann wieder und infolge davon auch die EMK im Sekundärkreis. Sie geht wieder über den Kippwert hinauf und so fort.

Bedingung für die Entstehung der oben beschriebenen Pendelungen ist also ein Kippen des Sekundärstromes.

4.

Folgerungen und gleichzeitig Kontrollen dieser Auffassung sind:

a) Bei geringer Klemmenspannung der Maschine, bei der die EMK im Sekundärkreis überhaupt nicht bis zum Kippwert gelangt, dürfen die Pendelungen nicht auftreten. Daß sie in diesem Fall tatsächlich fehlen, zeigt Fig. 3, die unter genau denselben Verhältnissen, wie z. B. Fig. 7 und 8, nur bei niedrigerer Klemmenspannung aufgenommen wurde.

b) Wenn andererseits die Maschinenspannung so hoch ist, daß die EMK im Sekundärkreis wohl über den Kippwert AA' Fig. 2 hinauf-, aber nachher nicht mehr unter den Wert CC' heruntergeht, dürfen ebenfalls keine Pendelungen entstehen. Daß auch das zutrifft, geht aus Fig. 4 hervor, bei der die Bedingungen ebenfalls genau dieselben waren, wie bei Fig. 7 und 8, die Maschinenspannung aber auf einen höheren Wert (68 statt 50 Volt) eingestellt wurde. Daß in diesem Fall die Stromamplituden wirklich zuerst über den Wert hinaufkippen, den sie nachher im stationären Zustand besitzen, folgt aus den Fig. 21 und 22, die den Vorgang beim Einschalten darstellen (siehe unten).

c) Nach der angegebenen Auffassung ist eine notwendige Bedingung für die Entstehung und Aufrechterhaltung der Pendelungen, daß die Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis genügend stark, d. h. die Kopplung nicht zu lose ist. Es ist also zu erwarten, daß bei genügender Lockerung der Kopplung die Pendelungen auch bei solchen Kreisen und solchen Klemmenspannungen verschwinden, bei denen sie für festere Kopplung vorhanden waren.

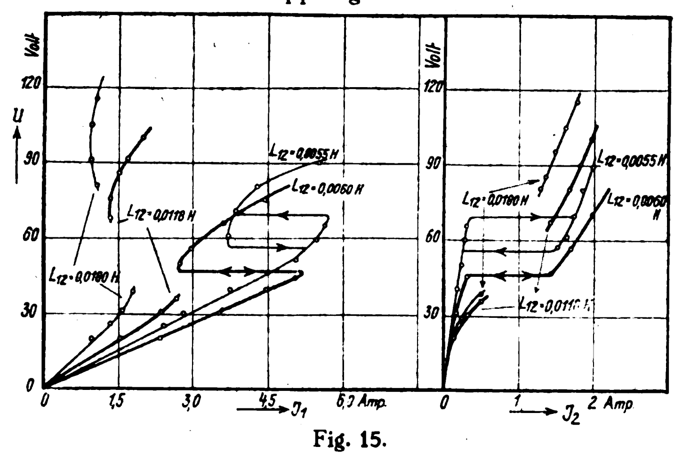


Fig. 15.

Wie die Verhältnisse liegen, zeigen die Kurven von Fig. 15, in denen als Ordinaten die Maschinenspannung, als Abszissen auf der linken Seite der Primärstrom, auf der rechten der Sekundärstrom aufgetragen ist. Die Kurven für $L_{12} = 0{,}0118$ H entsprechen derjenigen Kopplung, bei welcher die Aufnahmen 3 bis 10 gemacht wurden. Der fehlende Teil der Kurven ist dasjenige Gebiet, innerhalb dessen die Pendelungen auftreten. Bei Klemmenspannungen darüber und darunter stellen sich stationäre Verhältnisse mit konstanter Amplitude ein.

Wurde die Kopplung stark gelockert, dann ergaben sich für den Zusammenhang von Maschinenspannung und Primär- bzw. Sekundärstrom die Kurven $L_{12} = 0{,}0055$ H, bei welchen das Kippen des Sekundärkreises zu hohen Amplituden den Strom im Primärkreis zwar verringert, aber doch nicht so weit, daß die EMK im Sekundärkreis unter den Rückkippwert CC' Fig. 2 fällt. Wird die Kopplung erhöht, so tritt der Fall der Kurven $L_{12} = 0{,}0060$ H ein. Der Einfluß des Kippens im Sekundärstrom ist hier größer, aber gerade noch nicht ausreichend, um die EMK im Sekundärkreis unter den Rückkippwert herunterzudrücken. Das nächste Stadium stellen dann die schon besprochenen Kurven $L_{12} = 0{,}0118$ H dar, bei denen das Aufwärtskippen des Sekundärstromes eine so starke Verringerung des Primärstromes zur Folge hat, daß die EMK im Sekundärkreis unter den Rückkippwert sinkt. Es treten dann die beschriebenen Pendelungen für ein gewisses Gebiet von Maschinenspannungen auf. Wenn man mit der Kopplung noch weiter geht (Kurven für $L_{12} = 0{,}0180$ H), so ändern sich die Verhältnisse nur insofern, als das Gebiet, in dem die Pendelungen sich zeigen, größer wird.

[3]) Beobachtet wurden diese Pendelungen der Amplitude schon früher von A. Meißner und K. Heegner, wie wir durch eine freundliche Mitteilung von Herrn Dr. A. Meißner erfahren haben. In seiner Arbeit über „Selbsterregungserscheinungen mit gestörter Superposition" (Zeitschr. f. Physik 29, 91—109, 1924, Fig. 10) hat Herr K. Heegner auch ganz ähnliche Oscillogramme veröffentlicht wie die Figuren 13 und 14 der vorliegenden Arbeit.

[4]) Auf dem Teil OAC der Charakteristik (Fig. 2) ist $\omega L_2 > 1/\omega C_2$, wenn unter L_2 die gesamte Induktivität des Sekundärkreises verstanden wird, auf dem Teil CB ist $\omega L_2 < 1/\omega C_2$, im Punkt C (Resonanzpunkt) $\omega L_2 = 1/\omega C_2$ (vgl. H. Schunck und J. Zenneck, dieses Jahrb. 19, 117 ff., 1922). Auf dem Teil OAC ist also die Reaktanz $X_2 = \omega L_2 - 1/\omega C_2 > 0$, auf dem Teil CB ist sie < 0.

d) Eine weitere Kontrolle liegt in folgendem. Bei den beschriebenen Versuchen war der Primärkreis annähernd in Resonanz mit der Maschinenfrequenz. Die Rückwirkung des nach dem Kippen stark kapazitiven Sekundärstromes hatte zur Folge, daß die wirksame Induktivität des Primärkreises vermehrt und damit der Primärkreis außer Resonanz mit der Maschinenfrequenz geworfen wurde. Infolgedessen entspricht einem Aufwärtskippen des Sekundärstromes ein Abwärtskippen des primären (Fig. 15). Verstimmt man aber den Primärkreis so, daß seine Induktivität erheblich kleiner ist als seiner Resonanz mit der Maschine entspricht, so wird in diesem Fall der Kreis der Resonanz genähert, wenn wieder durch einen kapazitiven Sekundärstrom seine wirksame Induktivität vergrößert wird. In diesem Fall kann einem Aufwärtskippen des Sekundärstromes auch ein A u f - w ä r t s k i p p e n des Primärstromes und damit auch eine Z u n a h m e der EMK im Sekundärkreis entsprechen [5]). Dann fällt die Voraussetzung für die Pendelungen im Sekundärkreis weg und es ist zu erwarten, daß dieselben bei denselben Werten der Kopplung und der EMK im Sekundärkreis unterbleiben, bei denen sie für die frühere Abstimmung auftraten.

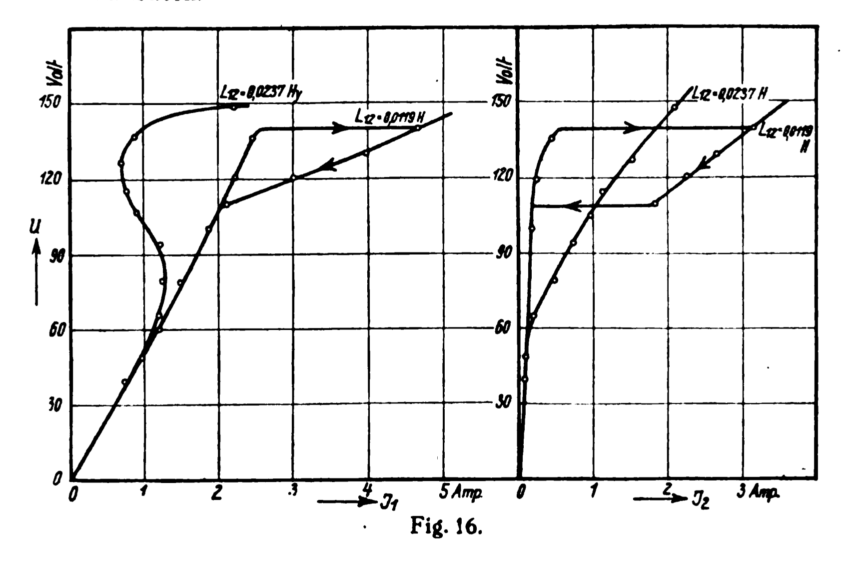


Fig. 16.

Auch diese Folgerung bestätigt sich. Die Kurven $L_{12} = 0{,}0119$ H von Fig. 16 geben für diesen Fall die Abhängigkeit des Primär- und Sekundärstromes von der Maschinenspannung. Dabei war die Kopplung ($L_{12} = 0{,}0119$ H) praktisch genau gleich derjenigen ($L_{12} = 0{,}0118$ H), die den Fig. 3 bis 10 bzw. der Kurve $L_{12} = 0{,}0118$ H von Fig. 15 zugrunde lag; nur die Induktivität des Primärkreises ($L_1 = 0{,}0365$ H) war jetzt erheblich kleiner als früher ($L_1 = 0{,}055$ H). Wenn jetzt der Sekundärstrom zu höherem Stromwert kippt, dann kippt aus dem angegebenen Grunde auch der Primärstrom in demselben Sinn, und ihm proportional steigert sich die EMK im Sekundärkreis; ein Rückkippen des Sekundärstromes unterbleibt. Unter diesen Umständen gibt es kein Gebiet der Maschinenspannung, in dem die beschriebenen Pendelungen eintreten würden.

In diesem Fall läßt sich durch noch stärkere Kopplung (Kurven $L_{12} = 0{,}0237$ H von Fig. 16) erreichen, daß nicht nur die Pendelungen, sondern auch alle sonstigen Störungen durch den Eisenkern, insbesondere das Kippen eines oder beider Kreise, wegfallen. Man erhält außerdem ein Verhältnis des Sekundärstromes zum primären, das viel günstiger ist, als bei irgend einer anderen Betriebsart (vgl. die Kurven $L_{12} = 0{,}0237$ H in Fig. 16, insbesondere bei Klemmenspannungen zwischen 120 und 130 Volt).

[5]) Wenn die Zunahme des wirksamen Widerstandes im Primärkreis (siehe oben) infolge der Belastung durch den Sekundärkreis genügend gering ist.

5.

Zum Schluß wurden noch die Einschaltvorgänge untersucht. Die Ergebnisse sind in den Fig. 17 bis 22 zusammengestellt. Sie beziehen sich auf dieselben Kreise und dieselbe Kopplung, wie die Fig. 3 bis 10, und stellen eine weitere Kontrolle der oben auseinandergesetzten Auffassung dar.

Bei den Fig. 17 und 18 lag die Maschinenspannung (32,5 Volt) in demjenigen Gebiet, in dem noch keine Pendelungen vorhanden sind. Nach dem oben Ausgeführten erreicht hier die EMK im Sekundärkreis den Kippwert nicht. Die Rückwirkung des Sekundärkreises bleibt klein und der Primärkreis annähernd auf die Maschinenfrequenz abgestimmt. Dem entsprechen durchaus die Einschaltvorgänge von Fig. 17 und 18.

Bei den Fig. 19 und 20 war die Maschinenspannung (62 Volt) in dasjenige Gebiet verlegt, in dem die Pendelungen auftreten. In diesem Fall sind die Vorgänge beim Einschalten nur wenig verschieden von denjenigen bei den nachfolgenden Pendelungen, was nach der oben angegebenen Auffassung durchaus zu erwarten war.

Bei den Fig. 21 und 22 war die Maschinenspannung (70 Volt) über das Gebiet, das die Bedingungen für die Pendelungen bietet, hinaufgetrieben. Nach dem oben Besprochenen soll hier der Primärstrom und die EMK im Sekundärkreis über den Wert hinaufgehen, bei dem der Sekundärkreis kippt, und dann erst auf den stationären aber über dem Rückkippwert liegenden Betrag herabsinken. Fig. 21 zeigt sehr deutlich, wie der Primärstrom kurz nach dem Einschalten weit über die Amplitude ansteigt, die er im stationären Zustand besitzt. Im übrigen ist der Einschaltvorgang ziemlich kompliziert. Es ist ja von vornherein zu erwarten, daß die Eigenschwingungen (Kopplungsschwingungen) der beiden Kreise nicht nur beim Einschalten, sondern auch beim Aufwärtskippen des Sekundärstromes in Erscheinung treten.

Zusammenfassung.

Untersucht wurden die erzwungenen Schwingungen in zwei gekoppelten Schwingungskreisen, von denen der Primärkreis den Wechselstrom-Generator, aber keine Eisenkernspule, der Sekundärkreis eine Spule mit geschlossenem Eisenkern enthielt.

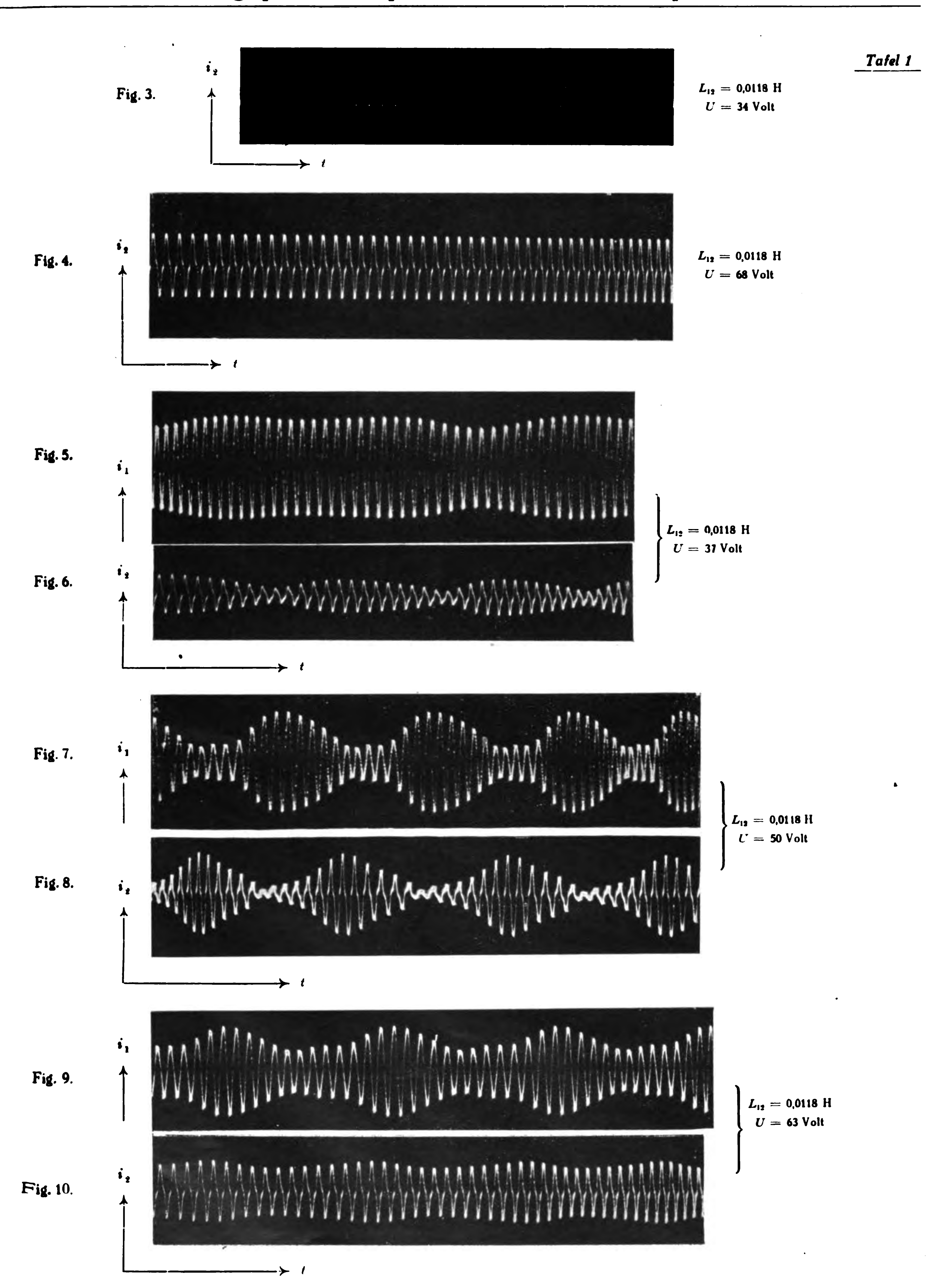
Unter Umständen bildet sich in diesem Fall kein stationärer Zustand mit konstanter Amplitude aus, sondern es treten in beiden Kreisen Pendelungen der Stromamplitude auf. Bedingung für Entstehung derselben ist ein Kippen des Sekundärstromes zu höheren und ein Zurückkippen zu niederen Werten.

Vermeiden lassen sich die Pendelungen dadurch, daß der Primärkreis gegen die Maschinenfrequenz verstimmt wird, und zwar so, daß seine Eigenfrequenz höher als die Maschinenfrequenz ist. Bei dieser Betriebsart läßt sich auch ein besonders günstiges Verhältnis des Sekundärstromes zum primären erzielen.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

[6]) Die beschriebenen Untersuchungen ebenso wie unsere früheren Arbeiten (ds. Jahrb. 26, 98-104, 1925) sind zum Teil mit Apparaten ausgeführt worden, die das Institut der Helmholtz-Gesellschaft und der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft verdankt. Auch an dieser Stelle sei der verbindlichste Dank für die Bewilligung derselben ausgesprochen.

Tafel 1



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Erzwungene Schwingungen in gekoppelten Kreisen, wenn der Sekundärkreis eine Eisenkernspule enthält.



Tafel 2

Fig. 11. i_1

Fig. 12. i_2

t

$L_{12} = 0{,}0073$ H
$U = 50$ Volt

Fig. 13. i_1

Fig. 14. i_2

t

$L_{12} = 0{,}0160$ H
$U = 50$ Volt

Fig. 17. i_1

Fig. 18. i_2

t

$L_{12} = 0{,}0118$ H
$U = 32{,}5$ Volt

Fig. 19. i_1

Fig. 20. i_2

$L_{12} = 0{,}0118$ H
$U = 62$ Volt

Fig. 21. i_1

Fig. 22. i_2

t

$L_{12} = 0{,}0118$ H
$U = 70$ Volt

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Erzwungene Schwingungen in gekoppelten Kreisen,

Referate.

Karl Baumann. Beiträge zum Tikkerproblem (Inauguraldissertation 1924, Basel).

Nach einer kurzen historischen Übersicht über die Geschichte des Tikkers werden zunächst die Gleichstromcharakteristiken von Peitschentikkertriken und Schleifdetektoren untersucht. Die Versuchsanordnung war die gleiche, wie sie bei Aufnahme der statischen Charakteristiken von Kristalldetektoren verwendet wird, bloß daß in den Galvanometerkreis noch ein Telephon hohen Widerstandes gelegt wurde. Es hatte den Zweck, das Unterbrechungsgeräusch während der Aufnahme stets kontrollieren zu können und übte außerdem auf die oft bei Spannungen über 1 Volt auftretenden spontanen Stromschwankungen eine günstige Drosselwirkung aus. Im Galvanometer wird natürlich nur der galvanometrische Mittelwert des Stromes gemessen.

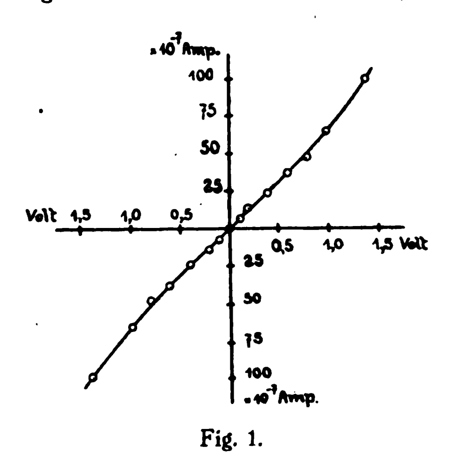


Fig. 1.

Beim Peitschentikker sind die *e-i*-Kurven beinahe linear. Bei Spannungen über 1,5 Volt nimmt der Strom etwas stärker zu (s. Fig. 1). Eine Betrachtung des Unterbrechungsvorganges zeigt, daß dieser aus drei Phasen besteht. Zunächst sind die Tikkerpeitschen weit voneinander entfernt. Der Widerstand ist sehr groß. Beim Nähern

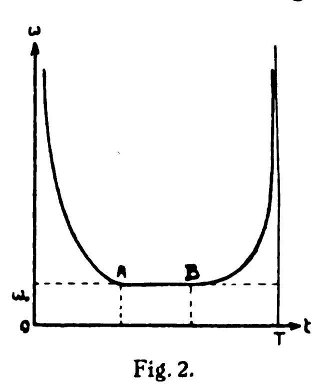


Fig. 2.

der Peitschen fließen die adhärirenden Rohmannschichten ineinander, es entsteht ein schwacher Strom, der wegen der Eigenschaften der Zwischenschicht aber wahrscheinlich nicht dem Ohmschen Gesetze gehorcht. Dann tritt rein metallischer Kontakt der Peitschen ein, darauf entfernen sich diese wieder voneinander. Der Strom passiert die Rohmannschicht, die aber nicht die gleichen Verhältnisse für den Durchgang zu bieten braucht, wie bei Näherung der Peitschen, da sie vom vorherigen Stromdurchgang noch beeinflußt sein wird. Für den Widerstand während eines Zusammen- und Auseinanderschwingens der Peitschen erhält man also folgendes Bild (Fig. 2). Man kann den Peitschentikker also auch als Unterbrecher mit teilweise nicht Ohmschem Kontakt auffassen.

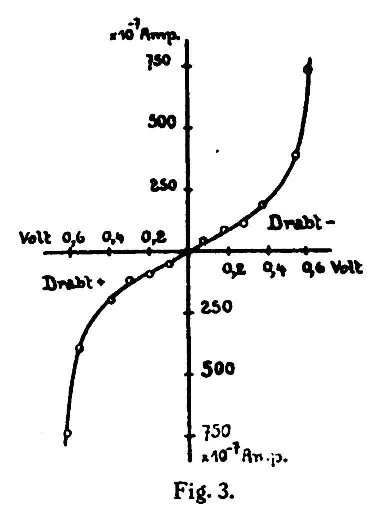


Fig. 3.

Die Verhältnisse beim Schleifer sind viel komplizierter. Werden die Charakteristiken aufgenommen, indem man an den Schleifer abwechslungsweise entgegengesetzt gleiche Spannungen anlegt, und den ersten, sogleich nach Umlegen der Spannung auftretenden Maximalausschlag abliest, so erhält man Charakteristiken vom Typus Fig. 3. Sie zeigen keinerlei Bevorzugung einer Stromrichtung, hingegen gehorchen sie nicht dem Ohmschen Gesetz. Ein ganz anderer Typus tritt auf, wenn man die

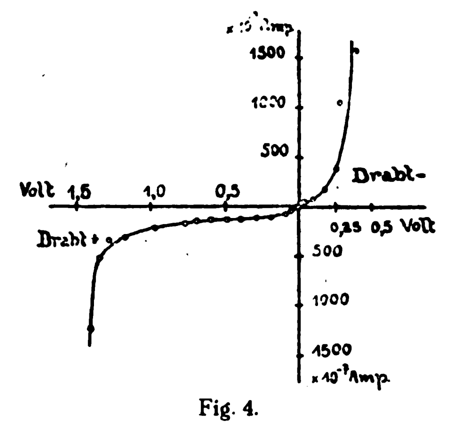


Fig. 4.

Charakteristik, von großen Spannungen negativen Vorzeichens am Schleifdraht ausgehend, stetig zu positiven übergehend, durchläuft. Man erhält dann ausgesprochen asymmetrische *e-i*-Kurven (Fig. 4).

Beobachtet man den Strom bei einer bestimmten negativen Spannung am Schleifdraht, so zeigt dieser nur geringfügige Schwankungen um einen wohl definierten Mittelwert. Wird nun die Spannung kommutiert und ebenso der Strom bei positivem Schleifdraht als Funktion der Zeit aufgenommen, so erhält man einen deutlichen zeitlichen Abfall. Dieser wird noch deutlicher, wenn die Spannung jeweilen nur kurze Zeit zum Ablesen des Stromes angelegt, in der

Zwischenzeit aber abgeschaltet wird (Fig. 5). Dies beweist, daß der normale Zustand des Schleifers der große Widerstand ist. Die große Leitfähigkeit wird erst durch Anlegen einer negativen Spannung an den Schleifdraht erzeugt. Bei Steigerung des negativen Potentials an der Platte tritt auch in dieser Richtung endlich eine starke Stromzunahme ein.

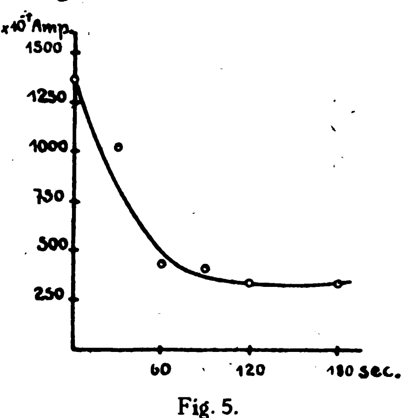


Fig. 5.

Thermoelektrische oder elektrolytische Polarisationsvorgänge versagen zur Erklärung der Erscheinungen. Sie wird in der Verschiedenheit des elektrischen Feldes an der Platte und am Schleifdraht infolge der verschiedenen Krümmungsverhältnisse gesucht. Die Elektronen treten bei dem stark gekrümmten Schleifdraht leichter aus als an der ebenen Platte. Diese Verhältnisse hängen auch mit den von Branly beobachteten Erscheinungen beim Elektrizitätsdurchgang durch dünne Glimmerplättchen zusammen.

Im zweiten Teil der Arbeit werden die Empfindlichkeiten von Peitschentikker und Schleifer mit der vom Rückkopplungsaudion bei ungedämpften Schwingungen verglichen. Zu diesem Zweck wird die loseste Kopplung zwischen einer von konstantem Schwingungsstrom durchflossenen Spule und einer Empfangsschleife gemessen, bei der gerade noch empfangen werden kann. Außer der Kopplungsspule am Sender und der Empfangsschleife am Empfänger waren die beiden Apparaturen natürlich sorgfältig voneinander abgeschirmt. Zur Messung des Kopplungskoeffizienten wurde eine Schwebungsmethode verwendet, die Kopplungen bis zu 0,006 % herab zu bestimmen gestattete. Es wurde so gefunden, daß das Schwingaudion etwa 100 mal empfindlicher als ein Peitschentikker und etwa 60 mal empfindlicher als ein guter Schleifer ist.

Am Schlusse der Arbeit werden noch Telephonempfindlichkeiten und -Eigenfrequenzen bestimmt und die Konstruktion eines kombinierten Kristalldetektor-Schleiferempfängers möglichst kleiner Ausmaße angegeben, der für alpine Zwecke geeignet ist.

Die Arbeit wurde ausgeführt an der Versuchsradiostation der Universität Basel unter der Leitung von Professor Dr. H. Ziehendraht.

K. Baumann.

R. Wachsmuth. Der elektrodenlose Ringstrom bei gedämpfter und bei ungedämpfter Erregung. Festschrift zur Jahrhundertfeier des Physikal. Vereins zu Frankfurt a. M., S. 39—43, 1924.

Legt man um eine mit der Luftpumpe verbundene Glaskugel eine Drahtspule, so wird — wie schon Hittorf und J. J. Thomson zeigten — bei gewissen Verdünnungen in der Kugel ein der Spule parallel gerichteter leuchtender „Ringstrom" induziert, wenn man durch die Spule den Entladungsstrom einiger Leydener Flaschen schickt. Verfasser hat in früheren Arbeiten durch Einführung zweier Sonden in die Kugel in Richtung der Spulenachse sowie durch spektroskopische Untersuchungen den Unterschied zwischen dem zuerst auftretenden rosa Ring und dem bei hohen Verdünnungen gebildeten weißen Ring geprüft. Die vorliegende Arbeit dehnt die Beobachtungen auf ungedämpfte Wellen aus. Die Schwingungen werden durch eine Telefunken-Senderöhre für 3000 Volt erzeugt. Leider genügte der erzeugte Potentialgradient nicht, um die weiße Entladung hervorzurufen. An Stelle des rosa Ringes trat bei ungedämpfter Erregung ein blauer Ring. Sieht man in dieser ersten, bei ca. 0,5 mm *Hg*-Druck auftretenden Entladung die bekannte Erscheinung Geißler-Röhren, so ist der rosa Ring die positive Lichtsäule, der blaue Ring das negative Glimmlicht. Durch einen der Spule parallel in einiger Entfernung aufgestellten Drahtring, der mit einem Thomson-Elektrometer verbunden war, ließ sich der Energieverbrauch während der verschiedenen Leuchtzustände messen. Die Arbeit wird fortgesetzt.

R. Wachsmuth.

R. Dubois. Mesure des taux de modulation et comparaison des intensités de réception, au moyen d'un nouvel oscillographe électro-magnétique. L'Onde Electrique **4**, 14—30, 1925.

Die vorliegende Veröffentlichung schließt an einen älteren Aufsatz an (L'Onde Electrique 3, Nr. 30—31, 1924), der schon früher besprochen wurde (Ref. 592). Die Unter-

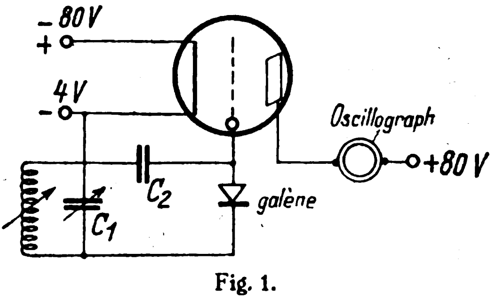


Fig. 1.

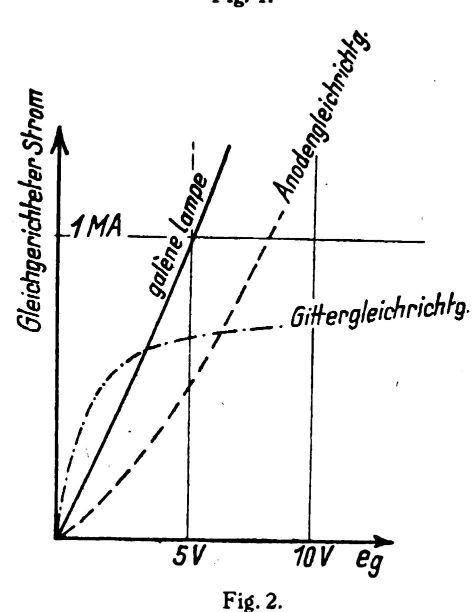


Fig. 2.

suchung der verschiedenen Gleichrichterschaltungen für Hochfrequenz hatte damals gezeigt, daß die nebenstehende Anordnung (Fig. 1) eine im weiten Bereich fast geradlinige Charakteristik lieferte (Fig. 2), demnach als unverzerrender Gleichrichter in Frage kam. Diese „galène lampe"-Schaltung diente nun zur Übertragung der modulierten Hoch-

frequenzschwingungen auf einen besonders empfindlich konstruierten Oscillographen, mit dem der Modulationsgrad, d. h. das Verhältnis: Amplitudenänderung—Amplitude der Trägerwelle untersucht wurde. Die Gleichrichterröhre selbst empfing ihre Steuerenergie mittels Hochfrequenztransformators aus einem zweistufigen Hochfrequenzverstärker, dessen erste Röhre mit abgestimmtem Gitter- bzw. Anodenkreise induktiv auf die abgestimmte Antenne bzw. die zweite Röhre gekoppelt war. Ein Gleichstromverstärker, frequenzunabhängig bis 4000 Perioden hinauf, gestattete noch einmal eine Spannungsverstärkung auf etwa den 200 fachen Gleichrichterbetrag.

Der Oscillograph (Brevet francaise Nr. 569 771) zeigt folgende Besonderheit: Das schwingende System besteht aus einem Rahmen silizierten Eisenblechs (une palette de tôle au silicium), der drehbar in einem permanenten Magnetfeld aufgehängt ist und mit seiner Fläche im Ruhezustand senkrecht zu den Kraftlinien steht. Dieser Rahmen wird durch eine vom Meßstrom durchflossene Spule magnetisiert; eine elastische Direktionskraft sorgt für Proportionalität zwischen Strom und Ausschlagsamplitude, eine Öldämpfung für aperiodisches Schwingen. Der Spiegel ist nicht direkt auf dem Rahmen befestigt, sondern auf einer eigenen dünnen Drehachse, auf die sich die Systembewegung mittels Stahlbandführung vergrößert überträgt. 10 Mikroampère werden auf diese Weise noch vom Oscillographen bei 2 m Basislänge bis zur Frequenz 3000 hinauf angezeigt und dank des 3 mm × 10 mm großen hohlgeschliffenen Spiegels direkt photographisch registriert.

Es gelang dem Verfasser, sehr gute Oscillogramme modulierter Senderschwingungen aufzunehmen, Anlauf- und Abklingvorgang zu verfolgen und den Modulationsgrad wie auch das Auftreten von Oberwellen zu ermitteln. Ebenso war eine absolute Messung von Empfangsintensitäten durch Vergleich mit lokal erzeugten bekannten Sendeenergien bequem möglich. — Die Oscillogramme sind der Arbeit beigegeben. v. Hippel.

A. Chaulard. A propos de la propagation des ondes très courtes dans les tissus vivants. L'Onde Electrique **4**, 53—57, 1925.

Die Arbeit beschäftigt sich theoretisch mit den therapeutischen Wirkungen kurzer elektrischer Wellen. M. Lakhowsky hatte in der Radio Eléctricité, wie auch an dieser Stelle referiert, Versuche an Pelargonium zonatum veröffentlicht, aus denen hervorging, daß hochfrequente Wellen sich als geeignet erwiesen, künstlich durch Einimpfen von Bacterium tumefaciens erregte Krebswucherungen zum Abheilen zu bringen. Die von Lakhowsky beigebrachte physikalische Erklärung war, wie in dem damaligen Referat schon betont wurde, nicht ernst zu nehmen; jetzt versucht Chaulard eine Deutung, die wenigstens physikalisch haltbar erscheint.

Nach der Maxwellschen Theorie ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Halbleitern nur ein Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit, definiert als c/n, wo der Brechungsindex n durch die Beziehung gegeben ist:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}\left(\frac{1+\sqrt{1+\frac{16\pi^2\sigma^2}{2^2\omega^2}}}{2}\right)^{1/2}$$

Die auftretende Leitfähigkeit σ verkleinert also die Wellengeschwindigkeit und in Parallele hiermit die Wellenlänge. Für Meerwasser z. B., das in seinem Leitvermögen ungefähr dem der Gewebeflüssigkeit entspricht, wird eine Luftwellenlänge von 3 m auf 27 cm herabgesetzt. Stellt man sich nun vor, daß bei Durchstrahlung eines Gewebes mit solchen elektrischen Wellen stehende Wellen auftreten, so wird in den Strombäuchen ein ganz lokal begrenzter Wärmeeffekt entstehen, der — wie bei der Diathermie — Heilwirkung ausüben kann.

Daß diese Erklärungsmöglichkeit dank der starken Dämpfung der Wellen auf große Schwierigkeiten stößt, sieht der Verfasser selber ein. Aber auch abgesehen davon scheint nicht recht einleuchtend, wie sich die richtige Lage des Strombauches an der Stelle des kranken Gewebes einstellen soll, da dasselbe zwar dank der mit seiner physiologischen Veränderung Hand in Hand gehenden Leitfähigkeitsänderung als neues reflektierendes Medium wirken kann, aber dann an seiner Grenzfläche einen Stromknoten hervorrufen müßte. — In erster Linie scheint eine exakte Nachprüfung des experimentellen Tatbestandes selber erwünscht. v. Hippel.

H. M. Macdonald. Die Ausbreitung elektrischer Wellen längs der Erdoberfläche. (The transmission of electric waves around the earth's surface.) Proc. Royal Soc. A, **108**, 52—76, 1925.

In der Einleitung der vorwiegend mathematischen Arbeit weist der Verfasser auf eine Schwierigkeit hin, auf die die Annahme einer im gewöhnlichen Sinn leitenden Schicht in der oberen Atmosphäre führt. Es werden irgendwelche elektrische Störungen, die in dem Raum zwischen dieser leitenden Schicht und der Erdoberfläche erzeugt werden, so lange fortbestehen, daß ein stationärer Zustand erst nach verhältnismäßig sehr langer Zeit eintreten könnte. Dieses Bedenken trifft nicht zu, wenn man die obere Atmosphärenschicht so annimmt, daß nicht nur eine Reflexion an ihr, sondern auch eine Strahlung durch sie hindurch zustande kommt. Er macht deshalb zur Vereinfachung der Rechnung die Annahme, daß die Atmosphäre in zwei Teile zerfällt, einen unteren Teil, der durch den Erdradius r_0 und einer mit der Erde konzentrische Kugelschale vom Radius r_1 begrenzt ist, und einen oberen jenseits dieser Schale. Dielektrizitätskonstante (ε bzw. ε') und Permeabilität (μ bzw. μ') innerhalb jeder dieser Atmosphärenteile soll konstant, aber für die beiden Teile verschieden sein. Als weitere Annahme tritt hinzu, daß er die Erde als vollkommen leitend betrachtet.

Unter dieser Annahme wird einmal die Frage untersucht nach der Dämpfung irgend einer Störung, die in dem unteren Teil der Atmosphäre entstanden ist. Er findet, daß periodische Störungen, wenn die Wellenlänge klein ist verglichen mit dem Erdradius, sehr rasch verschwinden, wenn der Ausdruck $\frac{\varepsilon\mu'}{\varepsilon'\mu}$ nicht viel von 1 verschieden ist.

Dann leitet er den Ausdruck für das elektrische und magnetische Feld von Wellen ab, die von einem einfachen Oszillator in dem unteren Teil der Atmosphäre herrühren. Er findet, daß für Entfernungen, für die der Winkel ϑ, unter dem sie vom Erdmittelpunkt aus erscheinen, viel kleiner ist als $2\vartheta_0$, wobei ϑ_0 durch die Beziehung $r_0/r_1 = \cos\vartheta_0$ gegeben ist, die Wellen sich merklich ebenso fortpflanzen, wie wenn die Atmosphäre vollkommen homogen wäre. Für Entfernungen, die sich dem Werte $\vartheta = 2\vartheta_0$ nähern, bekommt die Welle, die einmal an der Grenzschicht reflektiert wurde, erhebliche Bedeutung, und für Entfernungen, die in der Gegend $\vartheta = 4\vartheta_0$ liegen, ist das Feld merklich durch den Teil der Welle, der zweimal an der Grenzschicht reflektiert wurde, bestimmt.

Am Schluß betont der Verfasser, daß das Resultat auch dann noch seine Gültigkeit behält, wenn der Übergang zwischen den beiden konzentrischen Atmosphärenteilen

nicht plötzlich erfolgt, sondern durch eine Übergangsschicht gebildet wird, deren Dicke ein kleiner Bruchteil der Wellenlänge ist. Bei stärkerer Dicke der Grenzschicht bleibt das Resultat wenigstens noch annähernd bestehen, nur wird die Intensität der reflektierten Welle kleiner und sie erleidet außerdem eine Phasenverschiebung. Wenn die Dicke der Schicht ein erheblicher Bruchteil der Wellenlänge ist, ändern sich die Resultate qualitativ. J. Zenneck.

Zur Geschichte des Rundfunks. Unter der Überschrift „The Pioneer Broadcaster" ist in den Proc. of the Institute of Radio Engineers **13,** 123—24, 1925, ein Artikel erschienen, den Professor J. H. Morecroft, einem Wunsche des Vorstandes des Institute of Radio Engineers entsprechend, auf Grund der Äußerungen von H. E. Campbell, D. G. Little und L. de Forest zusammengestellt hat. Da der Artikel für die Geschichte des Rundfunks von Bedeutung ist, gebe ich den sachlichen Teil in freier Übersetzung wieder.

„Zehn oder mehr Jahre früher als irgend jemand anders hatte de Forest die menschliche Sprache drahtlos über einem Land ertönen lassen, in dem damals fast niemand aufnahm. Wir erinnern uns noch gut, wie wir mit unseren Detektorempfängern ihm andächtig zuhörten. Im Jahre 1916 wurden die Versuche mit drahtloser Telephonie in dem Highbridge-Laboratorium durch de Forest weiter fortgeführt. Dann wurde jeder Rundfunk durch die Regierung für einige Zeit verboten; im Jahre 1919—20 erschien er wieder auf dem Plan, um seitdem nicht wieder zu verschwinden. Von dem Laboratorium von Herrn R. Gowan in Ossing wurde die menschliche Sprache durch Vermittlung der Ätherwellen durch das Land hin ausgestrahlt, und gegen Ende 1919 begann Herr Conrad, Ingenieur der Westinghouse-Gesellschaft, drahtlos Grammophonkonzerte zu geben. Diese Konzerte waren zweifellos ein privates Unternehmen von Herrn Conrad und nicht eine Angelegenheit der Westinghouse-Gesellschaft. Aber der Erfolg, den Herr Conrad erzielte, führte dazu, daß seine Station von seinem Haus in die Westinghouse-Fabrik übergeführt wurde. So entstand die Station K D K A, die ihr Rufzeichen am 5. November 1920 von der Regierung erhielt.

In der Zwischenzeit hatten die Detroit News eine drahtlose Telephonstation von de Forest eingebaut, und am 31. August 1920 verbreitete diese Station die Wahlergebnisse. Diese Station erhielt ihr Rufzeichen W W J erst $1^1/_2$ Jahre später, aber sie arbeitete für die Redaktion der Detroit News zur Übermittlung von Pressenachrichten schon ehe die Station von Herrn Conrad in die Fabrik der Westinghouse-Gesellschaft verpflanzt worden war.

Das Ergebnis ist also, daß die Station der Detroit News früher war als diejenige der Westinghouse-Fabrik, die Hausstation von Conrad früher als die Station der Detroit News, die Gowan-Hausstation früher als diejenige von Conrad und de Forest's Tätigkeit auf dem Gebiete des Rundfunks früher als alles andere." J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Schwingungserzeugung mittels Kathodenstrahlgeneratoren.

D.R.P. 416532. Schaltungsanordnung zum Senden von Hertzschen Wellen vermittels eines Kathodenstrahlgenerators. Marius Latour in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 23. Juni 1920 ab. Ausgegeben am 18. Juli 1925. Priorität: Frankreich vom 11. November 1915 für Anspruch 1.

In den bis jetzt vorgeschlagenen Schaltungen zur Speisung von radiotelegraphischen Antennen vermittels Kathodenstrahlgeneratoren wird der Antenne-Erde-Kreis entweder durch Induktion oder durch Abzweigung nach bekannten Methoden vermittels eines lokalen Schwingungskreises beeinflußt, in dem durch den Kathodenstrahlgenerator gelieferte kontinuierliche Schwingungen vorhanden sind. Infolge der Kupplung des Antennenkreises mit dem Schwingungskreise können in der Antenne zwei Wellen verschiedener Länge entstehen. Der Gegenstand der Erfindung besteht nun in einer Schaltung zur Verhinderung der Aussendung zweier Wellenarten. Die Erfindung besteht im wesentlichen darin, daß der Antennenkreis unmittelbar in einen der Generatorkreise geschaltet wird, so daß im Grunde genommen nur ein Schwingungskreis vorhanden ist. Fig. 1 zeigt ein Schaltungsbeispiel der Erfindung, gemäß dem die Antenne an das Ende der Induktanz angeschlossen ist und parallel zu dem Kondensator eine Hilfsinduktanz vorgesehen ist, damit der von der Stromquelle X gelieferte Gleichstrom in den Kathodenstrahlgenerator gelangen kann. Dieser Induktanz wird ein genügend hoher Wert gegeben, um unter allen Umständen den Durchgang eines Hochfrequenzstromes zu verhindern. Damit kein Schwingungskreis $E\,C$ entsteht, wird diese Induktanz zweckmäßig mit einem Eisenkern versehen und kann infolgedessen verhältnismäßig klein gehalten werden.

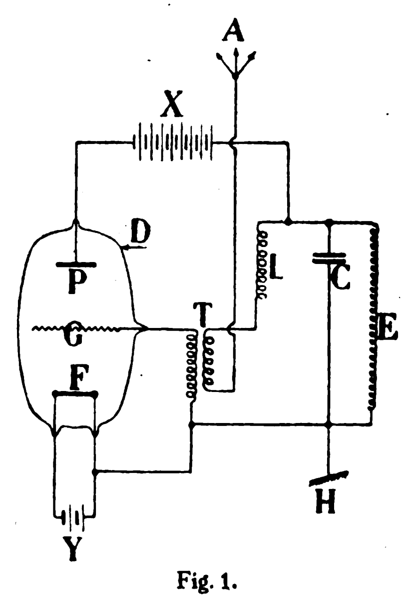


Fig. 1.

Dem Verhältnis $L : C$ wird in jedem Falle ein Wert gegeben, für den die Maximalleistung des Generators an die Antenne, deren Widerstand vorbestimmt ist, geliefert wird. Wie die Fig. 2 zeigt, kann die Schaltung auch weiter ausgebildet werden, und zwar durch Anordnung einer Taste



zwecks Verhinderung gewisser lokaler Störungen, welche im Betriebe der Kathodenstrahlgeneratoren oft eintreten. Die Anordnung ist derartig, daß Gitterfadenkreis und Anodenfadenkreis gleichzeitig unterbrochen bzw. geschlos-

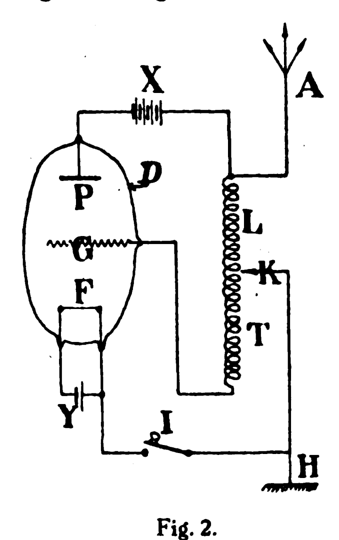


Fig. 2.

sen werden. Ferner kann nach Fig. 2 eine Induktanz L im Anodenkreis und eine mit dieser gekoppelte Wicklung T im Gitterkreis im umgekehrten Sinne eingestellt werden, zum Zwecke, bei Änderung der Wellenlänge gleichzeitig auf Maximalleistung einzustellen.

D.R.P. 416814. Verfahren und Schaltungsanordnung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen mittels Strahlröhren mit Hilfselektrode. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. November 1917 ab. Ausgegeben am 27. Juli 1925.

Die Erfindung besteht insbesondere darin, daß von den beiden Selbstinduktionen, deren eine die Hilfselektrode, deren andere die Anode mit der Kathode verbindet, nur eine mit dem primären Schwingungskreis gekoppelt ist oder einen Teil dieses Schwingungskreises bildet. Infolgedessen besteht ein Zusammenhang beider Selbstinduktionen nur

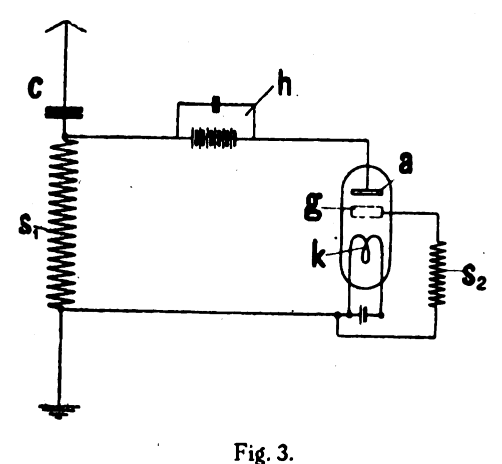


Fig. 3.

durch Vermittlung der Anode und Hilfselektrode (gitter) im Gegensatz zu den bereits bekannten Anordnungen, bei welchen die beiden Selbstinduktionen in einem ihnen gemeinsamen geschlossenen Kreis liegen. Durch Einschaltung nur einer der beiden Selbstinduktionen in den Primärschwingungskreis bzw. durch Kupplung mit diesem ergibt sich: Um die Röhre zur Erzeugung von Schwingungen anzuregen, ist es nötig, daß zwischen Kathode und Anode oder Hilfselektrode eine periodische Spannungsdifferenz erzeugt wird, welche den Rhythmus bestimmt, mit welchem die Schwingungen erzeugt werden. Der Rhythmus selbst ist bestimmt durch die elektrischen Größen der Kreise. Um diese notwendige Spannungsdifferenz zu erzeugen, genügt es, zwischen Kathode und einer der anderen Elektroden eine Selbstinduktion S_2 (Fig. 3) einzuschalten, wobei die erzeugte Energie von der Kathode und der noch freien Elektrode abgenommen wird. Bei diesem Schaltungsbeispiel bildet die mit dem Primärkreis (Antenne) gekoppelte Selbstinduktion einen Teil desselben.

Schwingungserzeugung mit einem Ventilrohr mit zwei Anoden.

D.R.P. 417065. Einrichtung zur Schwingungserzeugung mit einem Ventilrohr mit zwei Anoden. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 20. Dezember 1923 ab. Ausgegeben am 3. August 1925.

Die Erfindung gibt eine neue Einrichtung zur Schwingungserzeugung an. Es wird eine Ventilröhre verwendet, welche zwei Anoden hat. Zwischen jeder Anode und Kathode befindet sich ein Schwingungskreis. Diese Schwingungskreise sind miteinander gekoppelt. In den Zuführungen von der Kathode zu den Anoden befinden sich Gleichstromquellen, ferner kann in der einen bzw. beiden Anodenleitungen ein Wechselstromwiderstand enthalten sein. Die Schwingungserzeugung kommt dadurch zustande, daß durch den Ein-

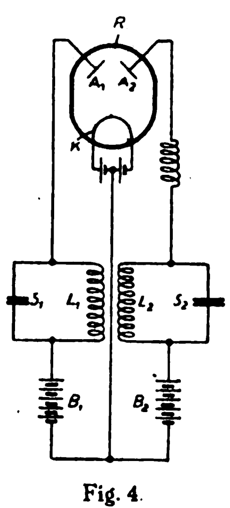


Fig. 4.

schaltvorgang eine Schwingung in dem einen Schwingungskreise entsteht. Diese Schwingung ruft in dem gekoppelten Kreise ebenfalls einen Wechselstrom hervor. Durch entsprechende Dimensionierung der beiden Schwingungskreise und des in die Anodenleitung eingeschalteten Wechselstromwiderstandes kann erreicht werden, daß die Wechselspannungen an beiden Anoden um 180° gegeneinander phasenverschoben sind. Dann wird die Schwingung in dem einen Kreise durch die entgegengesetzte Wirkung im anderen Kreise aufrechterhalten. Ein Ausführungsbeispiel der Erfindung zeigt Fig. 4. R ist das Ventilrohr (eine Glühkathodenröhre) mit den zwei Anoden A_1 und A_2 und der Kathode K. Die beiden Anoden sind mit den beiden Schwingungskeisen S_1 und S_2 verbunden. In den Zuführungen von der Kathode zu den Schwingungskreisen liegen die Batterien B_1 und B_2, die teilweise oder auch ganz für beide Zweige gemeinsam sein können.

Vielfachsenden und Vielfachempfang.

D.R.P. 415 945. Schaltung zum Vielfachsenden und Vielfachempfang mittels Hochfrequenzwellen. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 28. August 1921 ab. Ausgegeben am 3. Juli 1925.

Die Erfindung besteht insbesondere darin, daß die Amplitude der Hochfrequenzschwingungen eines Röhrensenders durch ein oder mehrere mit dem Anoden- oder

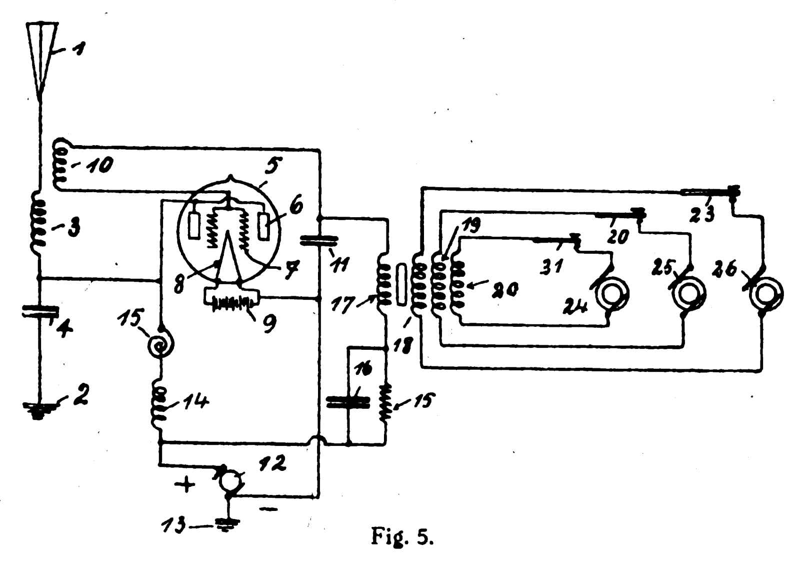


Fig. 5.

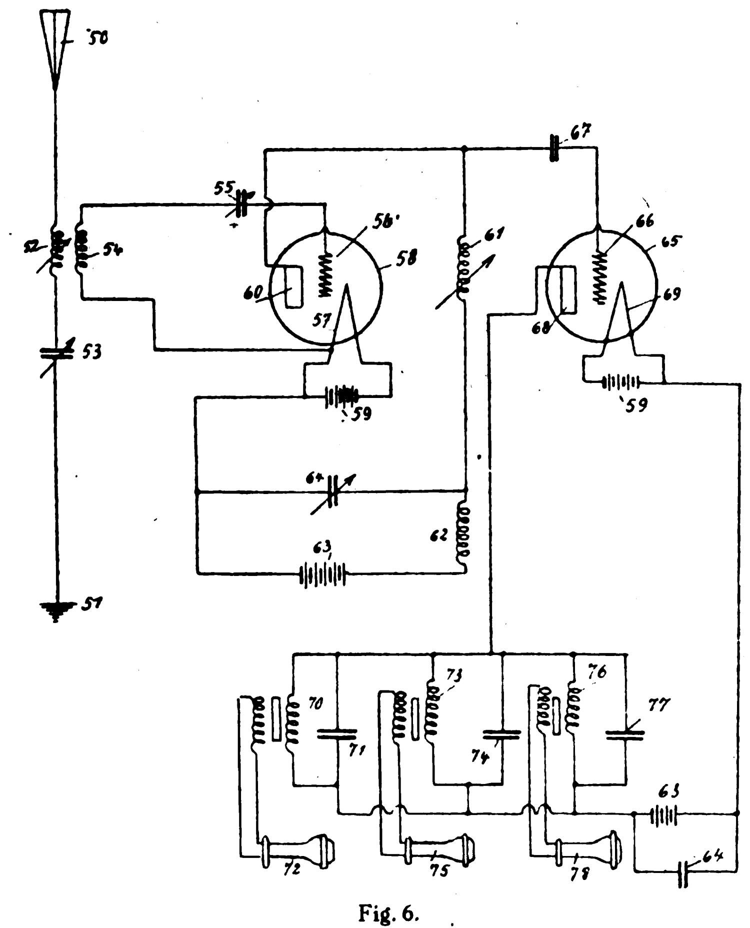


Fig. 6.

Gitterkreis der Röhre gekoppelte getrennt benutzbare und Wechselströme verschiedener Frequenz führende Zeichengebungssysteme gesteuert wird, während die zu empfangenden Schwingungen dem Eingangskreis einer Entladungsröhre zugeführt werden, deren Ausgangskreis ein oder mehrere entsprechend abgestimmte Empfangskreise enthält. Fig. 5 zeigt ein Schaltungsbeispiel einer Vielfachsendestation nach der Erfindung und Fig. 6 zeigt eine entsprechende Vielfachempfangsstation. Erfindungsgemäß ist der Gitterkreis 7, 8 der Hochfrequenz-Senderöhre 5 induktiv und die Anode 6 dieser Röhre 5 konduktiv mit dem Verbrauchskreis, z. B. dem Antennenkreise 1, 2, verbunden. Bei dem Empfänger ist der Eingangskreis 66, 67 der im Ausgangskreis 68, 69 die abgestimmten Empfangssysteme enthaltenden Röhre 65 an den Ausgangskreis einer weiteren Röhre 58 angeschlossen, deren Eingangskreis 54, 55 mit dem die ankommenden Wellen aufnehmenden Kreis 50, 51 gekoppelt ist. Der Anodenkreis der ersten Röhre 58 enthält eine regelbare Selbstinduktion 61, die über einen Kondensator 67 mit dem Gitter 66 der zweiten Röhre 65 verbunden ist. Ein weiteres Erfindungsmerkmal besteht darin, daß an Stelle der Wechselstromgeneratoren der Fig. 5 in jedem Zeichengeberkreis je ein Schwingungserzeuger mit Röhre eingeschaltet werden kann; ferner, daß der Gitter- und der Anodenkreis der Hochfrequenzröhre und gegebenenfalls auch der Modulationsröhren durch einen hohen Ableitungswiderstand 15 vorzugsweise mit Parallelkondensator verbunden sind.

D.R.P. 416 866. Einrichtung für Hochfrequenz-Telegraphie zur gleichzeitigen Übermittlung von mehreren Telegrammen durch eine Sendestation. Henri Abraham in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. September 1921 ab. Ausgegeben am 30. Juli 1925.

Die Erfindung betrifft eine Zusammenstellung von Vorrichtungen, mit deren Hilfe man ohne Verminderung der Übermittlungsentfernung der Sendestation gleichzeitig zwei oder mehrere Telegramme durch ein und dieselbe Antenne schicken kann. Es sei hier das einfachere Ausführungsbeispiel erwähnt. Fig. 7 stellt einen Wellensender für zwei gleichzeitige Telegramme dar, die mit einem und demselben Lichtbogensender ausgesandt werden. Fig. 8 zeigt den Schaltplan eines Empfängers für zwei verschiedene Wellenlängen. In Fig. 7 ist die Antenne 1 und die Selbstinduktionsspule 2 der Antenne mit dem Lichtbogen 3 und der Erdleitung 4 in Reihe geschaltet. Durch den Anodenstrom werden zwei Hilfsstromkreise 5 und 6 erregt, und deren Schließen mittels der Tasten 7 oder 8 ändert die

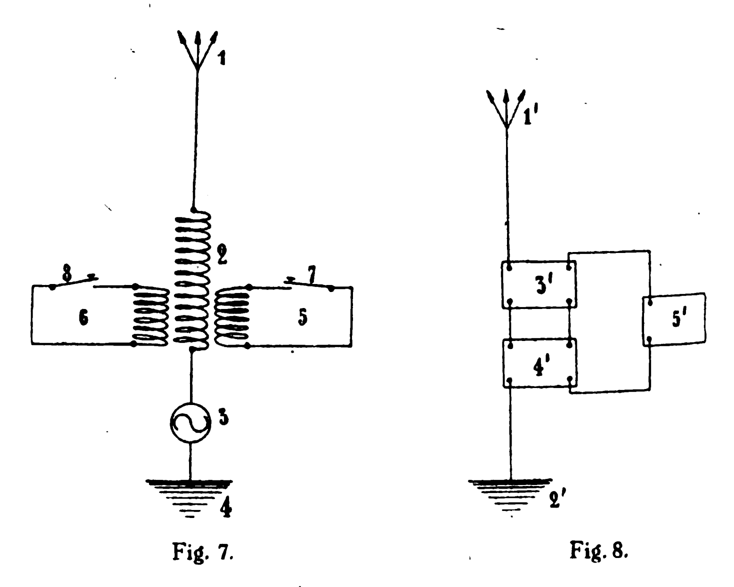


Fig. 7. Fig. 8.

Wellenlänge der Sendewelle. Diese Hilfsstromkreise enthalten Selbstinduktionsspulen oder auch Kapazitäten und können mit der Antenne direkt oder induktiv gekoppelt sein. Die Induktion kann durch die Selbstinduktionsspule der Antenne selbst oder durch eine besondere Spule gebildet werden. Ebenso kann ein jeder der Hilfsstromkreise 5 und 6 durch eine Gruppe von mehreren Hilfsstromkreisen ersetzt werden, die derartig gleichzeitig bedient werden, daß man in den Einzelstromkreisen nur schwächere Ströme zu unterbrechen hat. Die Handhabung kann auch so geschehen, daß man eine Selbstinduktionsspule oder eine Kapazität kurzschließt, die zu den Wechselstromkreisen gehören. Die Bedienung kann von Hand oder auch selbsttätig geschehen. Die Aufnahmestation besteht aus zwei Gruppen von einfachen oder vielfachen Resonanzstromkreisen 5' und 4', die zwischen der Antenne 1' und der Erde 2' entweder parallel oder in Reihe geschaltet sein können, wie in Fig. 8 angegeben ist. Die letzten Schwingungskreise der Gruppen 3' und 4' sind in Parallel- oder in Reihenschaltung mit einem und demselben Detektor 5' verbunden, an welchen ein Hörapparat oder Registrierapparat angeschlossen ist. In der Fig. 8 sind der Detektor und der Hörapparat schematisch angeordnet und mit 5' bezeichnet. Man kann auch einen Detektor in jedem der beiden Schwingungskreise 3' und 4' anordnen. Die von diesem Detektor gelieferten Gleichströme werden dann durch eine Reihen- oder Parallelschaltung im Empfangsapparat 5' aufgenommen, mit oder ohne Zwischenschaltung von Relais.

Empfangsanordnungen.

D. R. P. 416 613. Empfängerschaltung für drahtlose Telegraphie. Henri Jean Joseph Marie de Regnauld de Bellescize in Toulon, Frankreich. Patentiert im Deutschen Reiche vom 12. Juli 1919 ab. Ausgegeben am 21. Juli 1925. Priorität: Frankreich vom 26. Juni 1917, 29. April und 7. Dezember 1918.

Zweck der Erfindung ist es, elektrostatische Überlagerungserscheinungen, die den Empfang — besonders den Richtempfang — elektrischer Wellen stören, unschädlich

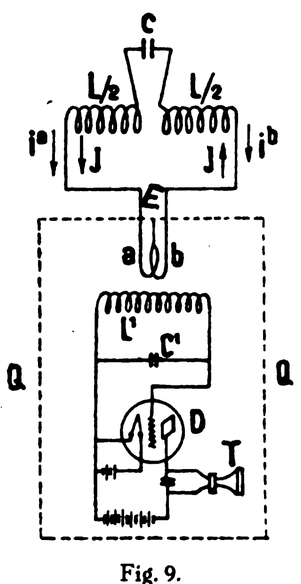


Fig. 9.

zu machen oder zu beseitigen. Erfindungsgemäß wird dies dadurch erreicht, daß die Einflüsse des Primärkreises auf den Sekundärkreis durch Einschließen des Sekundärkreises in einen Faraday'schen Käfig beseitigt werden, in den nur Teile (*a*, *b* Fig. 9) des Primärkreises ohne nennenswerte Spannung gegenüber dem Käfig eingeführt und zudem symmetrisch an dem Käfig geerdet werden, unter Umständen mit Zuschalten einer variablen Spule *d* in verschiedenartiger Schaltung mit dem gleichen Zweck entsprechend verschiedenen Voraussetzungen (Fig. 10, 11). Nachdem

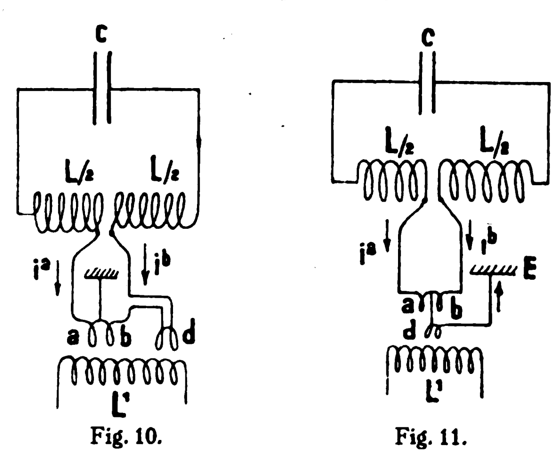


Fig. 10. Fig. 11.

die Einflüsse des Primärkreises unschädlich gemacht sind, bleibt noch als Störung die eigene Asymmetrie des Sekundärkreises. Diese wird vor allem durch den Detektor *D* und das Telephon *T* hervorgerufen, symbolisch dargestellt in Fig. 12 durch die Kapazitäten C^1, C^2, C^3, C^4. Die Asymmetrie wird entweder unschädlich gemacht, indem

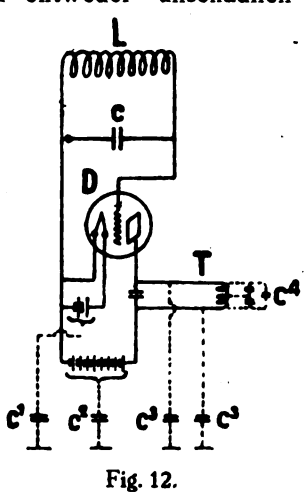


Fig. 12.

man den Detektor- und Telephonkreis durch zwei Drosselspulen von hohem Widerstand für die Hochfrequenzströme und hinreichende Durchlässigkeit für die Frequenz der Sprechströme so anschließt, unter Umständen unter Zwischenschaltung eines Transformators, daß die Asymmetrie vernachlässigbar geringfügig wird. Oder man beseitigt sie durch geeignete, gegebenenfalls regelbare Zusatzelemente. A

D. R. P. 416 908. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert im Deutschen Reiche vom 26. Oktober 1922 ab. Ausgegeben am 3. August 1925. Priorität: Amerika vom 28. Oktober 1921.

Die Erfindung bezieht sich auf eine selektive Empfangsanordnung, bei der die Selektivität durch Anwendung einer Vorrichtung, die nur bei bestimmten Phasenverhältnissen der ihr zugeführten Schwingungen anspricht, erzielt wird. Eine solche Vorrichtung ist eine Elektronenröhre, der man die ankommenden Schwingungen sowohl im Gitter, als auch im Anodenkreise zuführt, und die durch geeignete Vorspan-

nungen auf einen solchen Arbeitspunkt gebracht ist, daß der Anodenstrom nur dann fließen bzw. eine genügende Intensität erreichen kann, wenn ein bestimmtes Phasenverhältnis der zugeführten Anoden- und Gitterspannungen vorhanden ist. Bei dem Schaltungsbeispiel nach Fig. 13 liegt im Gitterkreis ein Phasenschieber 7 und eine Vorspannungsbatterie 8. Im Anodenkreis befindet sich das

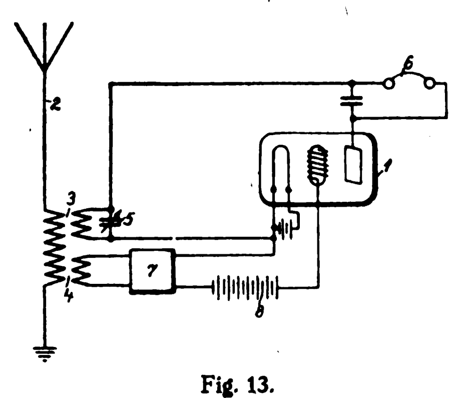


Fig. 13.

Telephon 6. Eine derartige Anordnung kann bei entsprechender Einstellung der Betriebsbedingungen so beschaffen sein, daß eine Kompensation der Wirkungen des Wechselstromes auf den Anoden- und den Gitterkreis in bezug auf die Intensität des Anodenstromes auch dann eintritt, wenn zwischen der Gitter- und der Anodenspannung eine geringere Phasenverschiebung als 180° besteht. Dieses ist ersichtlich, wenn man berücksichtigt, daß die

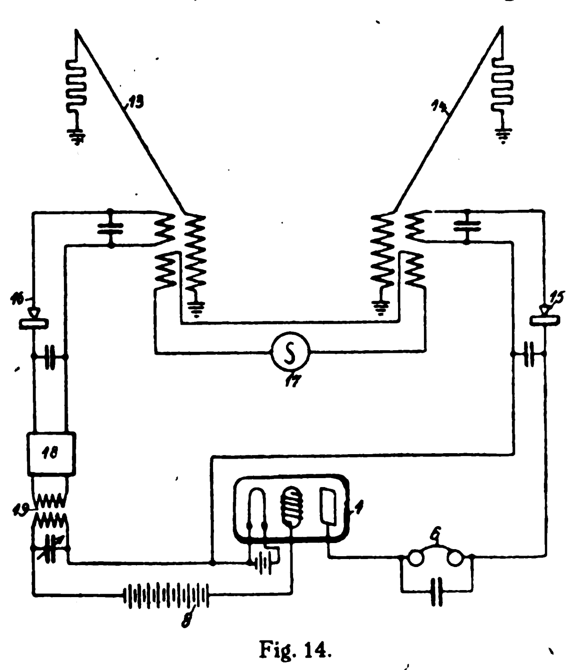


Fig. 14.

Gitterspannung eine durch den Durchgriff der Röhre bedingte größere Einwirkung auf den Anodenstrom als die Anodenwechselspannung hat. Betrachtet man demnach zwei gegeneinander phasenverschobene Sinuskurven, von denen die eine eine wesentlich größere Amplitude als die andere hat, so daß die Kurve mit der größeren Amplitude als Darstellung der Einwirkungen der Gitterspannung und die mit kleinerer Amplitude als Anodenspannungskurve betrachtet werden können, so sieht man, daß auch bei Phasenverschiebungen, die nicht 180° erreichen, eine so starke Verringerung der wirksamen Anodenspannungen auftritt, daß bei geeigneter Arbeitscharakteristik der Elektronenröhre der Anodenstrom nicht fließen kann. Es ist daher bei der Anordnung gemäß der Erfindung möglich, eine viel empfindlichere Abhängigkeit einer Kompensationseinrichtung von der Phase der ihr zugeführten Schwingungen zu erzielen, als es durch Verwendung gewöhnlicher Abstimmittel möglich wäre. Fig. 14 stellt eine Anwendung der Erfindung für Richtempfang dar, derart, daß zwei senkrecht zueinander angeordnete Richtantennen 13, 14 verwendet werden und die Schwingungen von der einen Antenne entsprechend der Erfindung dem Gitterkreise, die von der anderen Antenne dem Anodenkreise der Röhre zugeführt werden. Die in der Abbildung gezeichnete Anordnung arbeitet niederfrequent, da ein Überlagerer 17 vorgesehen ist und durch die Detektoren 15, 16 die Gleichrichtung der überlagerten Schwingungen erfolgt. 18 stellt den Phasenschieber dar.

D. R. P. 417 135. Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie und Telephonie durch Anwendung zweier oder mehrerer Antennengebilde mit herzförmiger Charakteristik. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 13. Dezember 1922 ab. Ausgegeben am 4. August 1925.

Fig. 15.

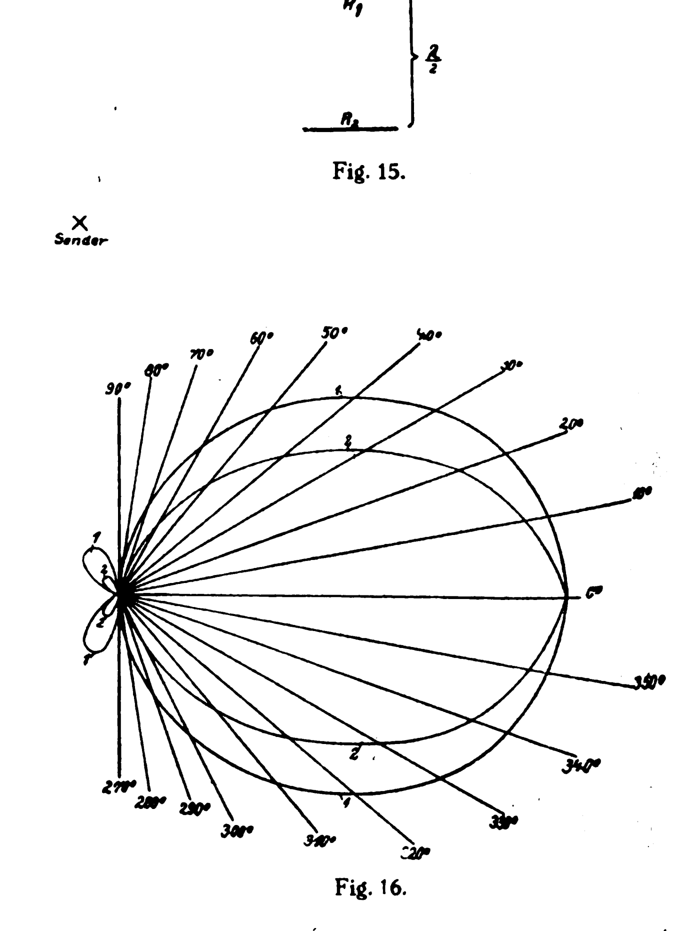


Fig. 16.

Die Erfindung besteht darin, daß die Antennensysteme in einem gegenseitigen Abstand von ungefähr einer halben Wellenlänge derart angeordnet sind, daß die Richtungen der Maxima ihrer Fernwirkungscharakteristiken parallel zueinander liegen und senkrecht auf der Verbindungslinie der Antennensysteme stehen. Fig. 15 zeigt eine derartige Anordnung, wobei die Antennensysteme mit R_1 und R_2 bezeichnet sind. Diese Anordnung ergibt eine Fernwirkungs-

charakteristik der Kombination beider Systeme, welche durch die Gleichung

$$r = 2a\,(1 + \cos\varphi)\,\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi\right)$$

gegeben und deren Verlauf durch die Kurve 2 in Fig. 16 dargestellt ist. Durch diese Parallelschaltung der Antennensysteme wird eine weit günstigere Richtwirkung und Störbefreiung erzielt gegenüber dem bekannten Verfahren der Hintereinanderschaltung mehrerer Antennensysteme auf einer Geraden, da bei gleicher Maximalintensität in der Richtlinie eine bedeutend stärkere Schwächung aller aus anderen Richtungen auftretenden Schwingungen erfolgt. So ist beispielsweise bei Schwingungen, die in einem Winkel von 40° auftreten, das Verhältnis der Intensitäten im Falle der neuen Anordnung zur bekannten Schaltung gleich 3 : 4; bei einem Winkel von 60° ist das Verhältnis 2 : 5, bei 70° 1 : 6. Es können auch mehrere Systeme in dieser Weise kombiniert werden.

Verschiedenes.

Radiowinkelmesser.

D.R.P. 417 134. Radiowinkelmesser. Ettore Bellini in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. Dezember 1923 ab. Ausgegeben am 7. August 1925. Priorität: Frankreich vom 11. Juni 1923.

Der Zweck der Erfindung besteht darin, in allen Fällen bei Radiowinkelmessern den Vertikaleffekt zu unterdrücken, ohne daß irgendein Verlust in der Empfangsstärke eintreten würde. Dies wird dadurch erzielt, daß außer dem Mittelpunkt der Wicklung des Rahmens bzw. den Mittelpunkten der beiden Rahmen und der beweglichen Spule ein Punkt der Heizbatterie der Verstärker- und Richtröhren geerdet wird, und zwar unmittelbar oder vermittels eines Potentiometers. Der geerdete Punkt ist im allgemeinen der Zentralpunkt der Batterie. Durch diese Maßnahme wird erreicht, daß zwischen Gitter und Kathode keine Spannung mehr herrscht, die von einem Vertikaleffekt herrührt. Fig. 17 zeigt beispielsweise die Anwendung bei einem Rahmen von Blondel und Fig. 18 die Anwendung bei einem Radiowinkelmesser nach Bellini-Tosi. Wenn der Vertikaleffekt einerseits störend wirkt, kann er andererseits auch nützlich sein zur Bestimmung des Richtungssinnes einer Station, so daß hierüber kein Zweifel besteht. Es ist nämlich bekannt, daß die Radiowinkelmesser, welche eben genannt wurden, nur die Richtung einer Sendestation zu bestimmen gestatten, nicht aber den Richtungssinn. Die Anordnung gemäß der Erfindung eignet sich besonders zur sicheren Bestimmung des Richtungssinnes. Wenn der Mittelpunkt des Rahmens bzw. der Rahmen und der beweglichen Spule sowie ein geeigneter Punkt der Heizbatterie geerdet werden, so wird der Vertikaleffekt vollkommen aufgehoben. Erdet man jedoch nur die Batterie und nicht den Mittelpunkt des Rahmens, so hat man einen Vertikalantenneneffekt, welcher im allgemeinen viel stärker ist als der Richteffekt. Infolgedessen liegt es nahe, daß, wenn man den Mittelpunkt des Rahmens nur wenig erdet, man einen Vertikalantenneneffekt erzielen kann, der in der Größenordnung des Richteffektes liegt. Hierzu genügt es, einen geeigneten Widerstand in den Leiter einzuschalten, welcher den Mittelpunkt des Rahmens bzw. der Rahmen und der beweglichen Spulen mit der Erde verbindet. Dieser Widerstand ist durch *R* in Fig. 17 und 18 bezeichnet. Der Wert desselben hängt von dem Verhältnis des Richteffektes und des vertikalen Antenneneffektes ab.

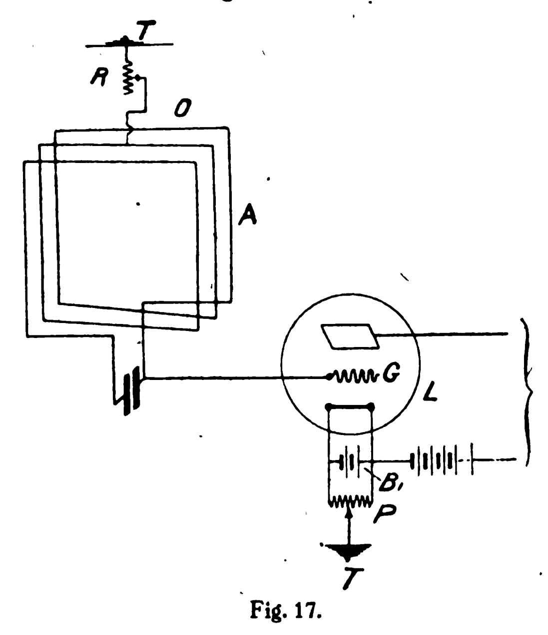


Fig. 17.

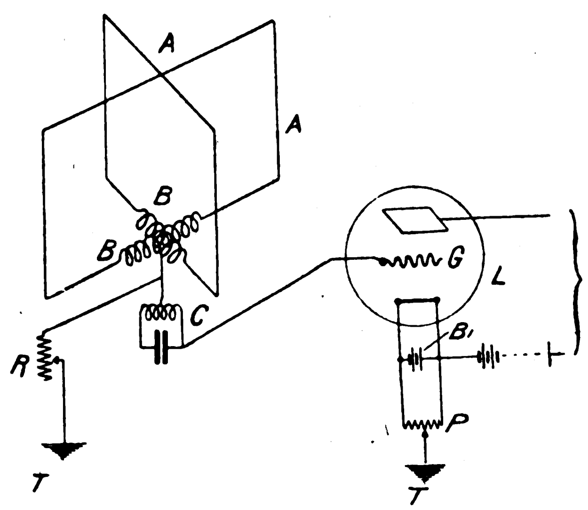


Fig. 18.

Rahmenantenne.

D. R. P. 417 136. Rahmenantenne. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 14. März 1924. Ausgegeben am 4. August 1925.

Der Rahmeneffekt einer Rahmenantenne kommt bekanntlich dadurch zustande, daß das elektromagnetische Feld in zwei Rahmenseiten Spannungen induziert, die einander nicht gleich sind, sondern in Abhängigkeit von der Breite des Rahmens eine mehr oder weniger große Phasenverschiebung haben. Für einen stationären Schwingungsvorgang hängt der Rahmeneffekt lediglich von der Größe der durch die Rahmenwindungen umrandeten Flächen ab. Die Form des Rahmens ist dabei unwesentlich. Die vorliegende Erfindung beruht auf der Erkenntnis, daß für elektromagnetische Vorgänge, wie sie durch atmosphärische Störungen entstehen, und deren Verlauf im allgemeinen aperiodisch oder quadiperiodisch ist, die Form des Rahmens und seine Orientierung von Bedeutung für den Stromverlauf im Rahmen ist. Bei einem periodischen, den Rahmen treffenden Strahlungsfelde bildet sich eine periodische elektromotorische Kraft im Rahmen aus, die von der Dimension des Rahmens und der Wellenlänge der Schwingung abhängt. Für den Verlauf aber einer aperiodischen Störung oder den ersten Moment des Eintreffens einer elektro-

magnetischen Welle ist die Art der Erregung des Rahmens von Bedeutung; denn wird beispielsweise der Rahmen als

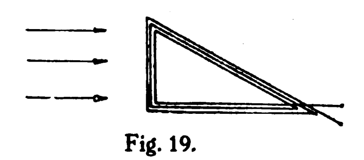


Fig. 19.

Dreieck ausgebildet und in der Art der Fig. 19 orientiert, so ist es leicht ersichtlich, daß in der schrägen Seite des Rahmens während des Fortschreitens der Störung von c nach d eine Gegenspannung induziert wird, welche der Spannung im vertikalen Teil des Rahmens entgegen wirkt und somit die gesamte elektromotorische Kraft im Rahmen kleiner ist, als im Falle des rechteckigen Rahmens, wo die Gegenwirkung der Spannung der zweiten Seite erst nach einem Zeitintervall, welches dem Fortschreiten der Störung von c nach d entspricht, eintritt. Die Erfindung besteht demnach darin, zwecks Verringerung von atmosphärischen Störungen Empfangsrahmen zu verwenden, die unsymmetrisch in bezug auf die vertikale Achse sind. Als ein Ausführungsbeispiel dient der dreieckige Rahmen, dessen eine Seite senkrecht orientiert ist.

Druckfehlerverzeichnis.

„Elektromagnetisches Hochfrequenzfeld in lamelliertem Eisen", Jahrbuch **26**, Heft 2.

Seite	Zeile	steht	soll heißen
29 II	4 v. u.	se	sei
30 I	17	$= H_\delta \frac{\mathfrak{Cof}\, q y}{\mathfrak{Cof}\, y \delta}$	$= H_\delta \frac{\mathfrak{Cof}\, q y}{\mathfrak{Cof}\, q \delta}$
30 I	20	$= \frac{4 \pi \sigma}{c} E$	$= \frac{4 \pi \sigma}{c} E_x$
30 I	22	$H_\delta = q \frac{\mathfrak{Sin}\, q y}{\mathfrak{Cof}\, q \delta} =$	$H_\delta\, q \frac{\mathfrak{Sin}\, q y}{\mathfrak{Cof}\, q \delta} =$
30 II	7	tg a	$\mathfrak{Tg}\ a$
30 II	Kopf Fig. 2 zweimal	tg a	$\mathfrak{Tg}\ a$
30 II	Kop Fig. 2	$\vartheta^0 = 19{,}1\ a^2$	$\vartheta^0 = 19{,}1\ \lvert a \rvert^2$
32 II	Fig. 3	$\overbrace{\qquad\qquad}$	$\overbrace{\qquad\qquad}^{d}$
32 II	14	$y = \pm d$	$x = \pm d$
33 II	12	$\oint \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s} = -\frac{\mu}{c} \frac{d}{dt} \int_f \mathfrak{H}\, d\mathfrak{f}$	$\oint \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s} = -\frac{\mu}{c} \frac{d}{dt} \int_f \mathfrak{H}\, d\mathfrak{f}$
33 II	14	$\oint \mathfrak{H}\, d\mathfrak{s} =$	$\oint \mathfrak{H}\, d\mathfrak{s} =$
33 II	15	$y\, z$ Ebene	$y\, x$ Ebene
34 II	21	$y = b + b$	$y = + b$
35 I	9 v. u.	$i \frac{36{,}5}{\omega^0}$	$i \frac{36{,}5}{\varphi^0}$
35 II	11 v. u.	$\psi = 3^0$	$\varphi = 3^0$
37 II	8 v. u.	genügende Magnetisierung	ungenügende Magnetisierung

Vortragsreihe

des Elektrotechnischen Vereins EV. in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Charlottenburg und der Heinrich-Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens.

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs.

(16 Doppelstunden.)

2. November 1925: Herr Prof. Dr.-Ing. e. h. Dr. K. W. Wagner: Die kulturelle Aufgabe des Rundfunks, seine Organisation und Technik. Inhalt und Ziele der Vortragsreihe.

9. November 1925: Herr Prof. Dr. F. Aigner (Wien): Schwingungen der Sprache und der musikalischen Instrumente. Quellen der Verzerrung.

16. November 1925: Herr W. Hahnemann und Herr Dr. H. Hecht (Kiel): Das Schallfeld und seine Ausbreitung.

23. und 30. November 1925: Herr Prof. Dr. W. Schottky (Rostock): Schallsender und Schallempfänger.

7. und 14. Dezember 1925: Herr Dr. H. Salinger (Berlin): Physikalische Grundlagen der Empfangstechnik.

21. Dezember 1925: Herr Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. e. h. R. Rüdenberg (Berlin): Aussendung und Empfang elektrischer Wellen.

4. Januar 1926: Herr Prof. Dr. A. Esau (Jena): Grundsätzliches über den Telephonieempfang, atmosphärische Störungen und ihre Bekämpfung. Telephonie mit kurzen Wellen.

11. Januar 1926: Herr Dr. H. Rukop (Berlin): Die Wirkungsweise der Elektronenröhren.

18. Januar 1926: Herr Prof. Dr. H. G. Moeller (Hamburg): Rückkopplung, Audionempfänger.

15. Januar 1926: Herr Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden): Allgemeine Verstärkertheorie.

2. Februar 1926: Herr Ober-Ingenieur Pohlmann (Berlin): Niederfrequenzverstärker.

8. Februar 1926: Herr Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin) Kombinierte Schaltungen (Superheterodyn-, Reflex- und Neutrodynschaltungen).

15. Februar 1926: Herr Postrat Eppen (Berlin): Konstruktion der Empfänger: Anforderungen an die Einzelteile. Gesichtspunkte für den Zusammenbau.

22. Februar 1926: Herr Oberpostrat Dr. Harbich (Berlin): Rückblick. Kritische Würdigung der verschiedenen Empfangsgeräte. Möglichkeit der Typenbeschränkung.

Eine ausführliche Inhaltsangabe der einzelnen Vorträge wird jedesmal einige Zeit vorher in der Elektrotechnischen Zeitschrift veröffentlicht werden.

Zeit: Montag, abends pünktlich 6½ bis 8 Uhr.

Ort: Hörsaal B 301 der Technischen Hochschule zu Charlottenburg.

Teilnehmerkarten: Zu haben

a) in der Technischen Hochschule zu Charlottenburg, Zimmer Nr. 138;
b) im Elektrotechnischen Verein, Berlin W 57, Potsdamer Straße 68, III; Postscheckkonto Berlin Nr. 13302.

Der Preis für sämtliche Vorträge beträgt:

a) für Mitglieder des Elektrotechnischen Vereins und der Heinrich-Hertz-Gesellschaft . . . , 15,— RM.
b) für deutsche Studenten . . . . 10,— „
c) für andere Teilnehmer . . . . 25,— „

Karten für einzelne Vorträge werden nicht abgegeben.

Die Zahl der Teilnehmer ist auf 600 beschränkt. Aus diesem Grunde ist es bei der starken Nachfrage geboten, die Teilnehmerkarten frühzeitig zu bestellen.



Band 26 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

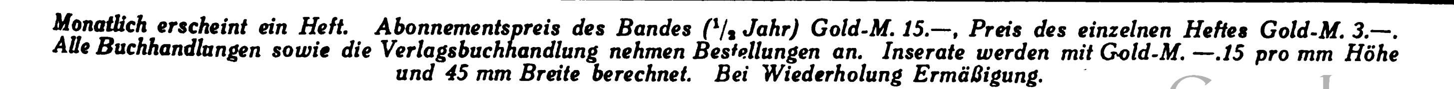
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.


Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2I, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die Zweckmäßigkeit eines Zwischenkreises zur Unterdrückung von Oberwellen in Hochfrequenzkreisen.

Von **M. Osnos** und **S. Reiter**.

§ 1. Verschiedene Schaltungen zur Unterdrückung von Oberwellen.

Ein Antennenkreis, Fig. 1 sei inbezug auf die Nutzwelle λ_n bezw. Nutzfrequenz ω_n ganz oder angenähert abgestimmt.

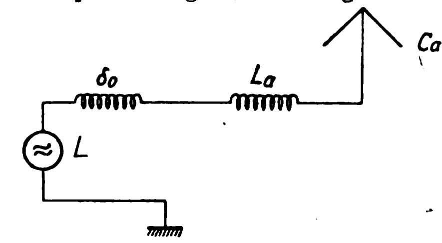


Fig. 1.

Durch die Wicklung L, (die entweder die Hochfrequenzmaschine oder die Sekundärwicklung der letzten Frequenzwandlerstufe — bei Stufenschaltung — oder schließlich auch die Sekundärwicklung eines Spannungstransformators sein kann), seien dem Antennenkreis außer der Nutzfrequenzspannung E_n noch verschiedene Spannungen E_i der schädlichen Oberwellen λ höherer Frequenz ω_i zugeführt. Es sei

$$\frac{\omega_i}{\omega_n} = \frac{\lambda_n}{\lambda_i} = \varepsilon \text{ wo } \varepsilon > 1 \text{ ist.}$$

Zur Unterdrückung von Oberwellen in der Antenne kann man auf dreierlei Weisen verfahren:

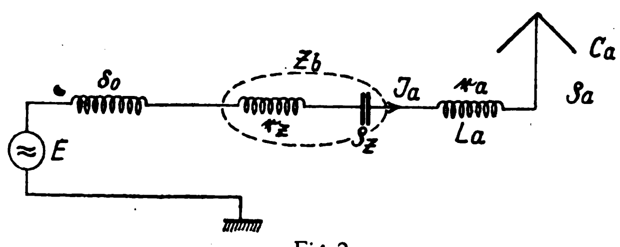


Fig. 2a.

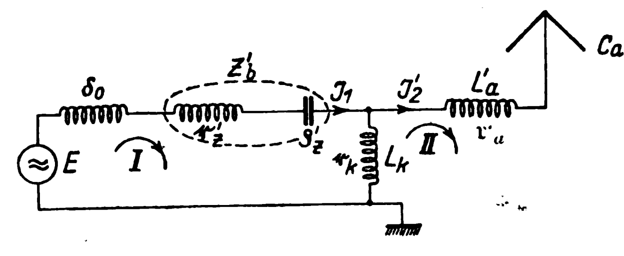


Fig. 2b.

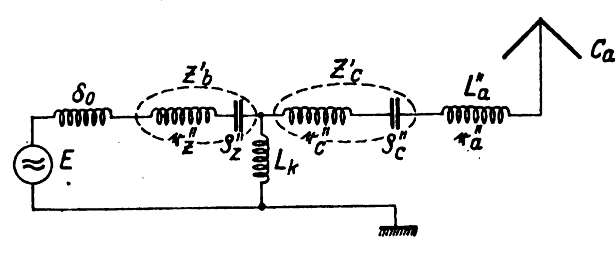


Fig. 2c.

a) Nach Fig. 2a, indem man ein auf die Nutzfrequenz abgestimmtes Glied (z_b) in den Antennenkreis schaltet.

b) Nach Fig. 2b, indem man die Antenne von der Quelle L durch einen Zwischenkreis I trennt und in diesem letzteren ein Abstimmungsglied z'_b einschaltet.

Der Zwischenkreis I kann mit der Antenne sowohl galvanisch wie auch induktiv gekoppelt sein; da aber jeder induktiven Kopplung immer eine dieser aequivalente galvanische entspricht, so kann die Fig. 2b auch den Fall der induktiven Kopplung darstellen.

Auch die kapazitive Kopplung kann darunter verstanden werden, wenn der scheinbare Widerstand r_k des Zweiges L_k negativ ist.

Schließlich kann das Abstimm- und Sperrglied z'_b der Fig. 2b, — wie in der Fig. 2c dargestellt (siehe z''_b und z''_c) — zwischen den beiden Kreisen verteilt oder auch ganz in den Antennenkreis versetzt werden.

Es fragt sich, welche Schaltung besser ist.

Zunächst seien die Schaltungen 2a und 2b verglichen.

Dazu muß man zunächst bei jeder Schaltung die sämtlichen Konstanten festlegen und dann die schädlichen Ströme der betreffenden oberen Frequenz ω_ε bzw. die entsprechenden resultierenden Impedanzen ausdrücken.

I. Schaltung. Fig. 1 (§§ 2 u. 3).

§ 2. Bezeichnungen.

Bei der Festlegung der Konstanten bzw. der resultierenden Impedanz der Schaltungen 2a und 2b gehen wir von der ursprünglichen Ausgangsschaltung Fig. 1 aus:

Bei dieser waren gegeben:

r_2, der Ohm'sche Widerstand der Antenne für die Nutzfrequenz

C_a, die Kapazität der Antenne, also auch

$\varrho_a = \frac{1}{\omega C_a}$, ihr kapazitiver, scheinbarer Widerstand bei der Nutzfrequenz

$\delta_0 = \mathfrak{r} - \varrho_a$, der aus der Induktivität und Kapazität des Antennenkreises resultierende scheinbare Widerstand für die Nutzfrequenz, also Überschuß bzw. Fehlbetrag des totalen induktiven Widerstandes gegenüber dem kapazitiven; δ_0 kann also positiv oder negativ, oder im Falle einer vollkommenen Abstimmung gleich Null sein.

$\mathfrak{r} = \mathfrak{r}_a + \delta_0$, der totale induktive Teil des scheinbaren Widerstandes wobei $\mathfrak{r}_a$ denjenigen induktiven Widerstand bedeutet, der mit dem kapazitiven Widerstand ϱ_a eine vollkommene Abstimmung ergeben würde.

Dann ist für die Ausgangsschaltung Fig. 1:

Impedanz z^0 für die Nutzwelle, (vektoriel, als komplexe Zahl ausgedrückt):

$$z^0 = r_2 + j\,\delta_0$$

$$\text{(wobei } j = \sqrt{-1} \text{ ist)} \tag{1}$$

§ 3. Die Impedanz z^0_ε der Ausgangsschaltung für die schädliche Welle λ_ε:

Der Ohmsche Widerstand sei $r_{2\varepsilon} > r_2$

Der scheinbare Widerstand ist gleich

$$\frac{\omega_\varepsilon}{\omega}\mathfrak{r} - \frac{\omega}{\omega_\varepsilon}\varrho = \varepsilon\mathfrak{r} - \frac{\varrho}{\varepsilon} = \varepsilon(\mathfrak{r}_a + \delta_0) - \frac{\varrho_a}{\varepsilon} =$$

$$= \mathfrak{r}_a\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \delta_0\,\varepsilon$$

Also ist
$$z^0_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j\left[\mathfrak{r}_a\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \delta_0\,\varepsilon\right] \tag{2}$$

oder
$$z^0_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j\,(a + \varepsilon\,\delta_0) \tag{2a}$$

wo
$$a = \mathfrak{r}_a\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) \text{ ist.} \tag{3}$$

II. Schaltung. Fig. 2a (§§ 4 u. 5).

§ 4. Ausdruck der Impedanz z_ε für die schädliche Welle λ_ε

Diese besitzt noch ein Zusatzglied, bestehend aus einem induktiven Widerstand $\mathfrak{r}_z$ uud kapazitiven Widerstand ϱ_z, die sich für die Nutzfrequenz aufheben, sodaß $\mathfrak{r}_z - \varrho_z = 0$ ist.

Für die Nutzfrequenz bleibt dann die Impedanz unverändert wie im Ausdruck (1).

Für die schädliche Frequenz ist der Widerstandszuwachs gegenüber dem Ausdruck (2) gleich

$$\varepsilon\,\mathfrak{r}_z - \frac{\varrho_z}{\varepsilon} = \mathfrak{r}_z\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right)$$

und die totale Impedanz z_ε für die schädliche Welle λ_ε ist:

$$z_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j\left[\mathfrak{r}_z\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \mathfrak{r}_a\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \delta_0\,\varepsilon\right] \tag{4}$$

oder
$$z_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j\,(a + b) \tag{4a}$$

wo
$$b = \mathfrak{r}_z\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \varepsilon\,\delta_0 \tag{5}$$

§ 5. Unterdrückung von Oberwellen bei dieser Schaltung.

Vergleicht man nun den Ausdruck (4a) mit (2a), so sieht man: Um die betr. Oberwelle durch die Schaltung Fig. 2a im gewünschten Maße gegenüber der Ausgangsschaltung Fig. 1 zu verkleinern — z. B. um den scheinbaren Widerstand m-mal zu vergrößern — muß man $\mathfrak{r}_z$ bzw. b so wählen, daß

$$(a + b) = m\,(a + \varepsilon\,\delta_0) \tag{6}$$

d. h.
$$b = a\,(m - 1) + m\,\varepsilon\,\delta_0 \tag{7}$$

oder
$$\mathfrak{r}_z = \left(\mathfrak{r}_a + \delta_0\,\frac{\varepsilon}{\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}}\right)(m - 1) \tag{7a}$$

Wenn z. B. $\frac{\omega_n}{\omega_\varepsilon} = \frac{3}{5}$ ist und man die Welle λ_5 angenähert 2 mal verkleinern will (also $m = 2$ wählt) so muß $\mathfrak{r}_z$ betragen:

$$\mathfrak{r}_z = \mathfrak{r}_a + \delta_0\,\frac{5/3}{5/3 - 3/5} = \mathfrak{r}_a + \delta_0\,\frac{25}{16}$$

und da $\mathfrak{r}_a$ im allgemeinen wesentlich größer als δ_0 ist, so muß man $\mathfrak{r}_z$ in diesem Falle nur wenig größer als $\mathfrak{r}_a$ wählen.

III. Schaltung. Fig. 2b (§§ 6—22).

§ 6. Zwei Aequivalenzbedingungen.

Zuerst müssen die Konstanten dieser Schaltung festgelegt werden. Diese Konstanten sind nämlich so zu wählen, daß die Schaltung Fig. 2b mit der nach Fig. 2a in Bezug auf die Nutzwelle vollkommen aequivalent ist: das bedeutet: Bei der Ersetzung der Schaltung 2a durch die Schaltung 2b müssen ungeändert bleiben:

α) Die Leistung der Antenne.

β) Die Verhältnisse an der Quelle der Spannung E.

Bezeichnet man (s. Fig 2a u. 2b) bei der Schaltung 2a den Nutzstrom (= Antennenstrom = Strom der Quelle E) mit J und bei der Schaltung 2b den Strom der Quelle E mit J_1, und den Antennenstrom mit J_2' so bedeutet die erste Aequivalenzbedingung (α), daß die Antennenströme (von der Nutzfrequenz) dem Betrag nach (nicht aber auch der Phase nach) einander gleich sind

$$J = J_2' \tag{α}$$

Die zweite Aequivalenzbedingung, (β) verlangt, daß die Ströme J und J_1' nicht nur dem Betrag nach gleich sind, sondern auch der Spannung E gegenüber gleiche zeitliche Lage haben, d. h. der Größe und Phase nach identisch sind (vektoriel gleich):

$$J_1' = J \tag{β}$$

§ 7. Bestimmung der Konstanten (im allgemeinen Fall) auf Grund der Aequivalenzbedingungen.

Im folgenden wird nun gezeigt, wie man auf Grund der Aequivalenzbedingungen (α) und (β) von einer gegebenen Schaltung Fig. 3a auf die dieser aequivalente Schaltung Fig. 3b übergehen kann.



Hier ist Fig. 3a bzw. 3b eine allgemeine Darstellung der Schaltungen Fig. 2a bzw. 2b, und die scheinbaren Widerstände $\mathfrak{r}_1$, $\mathfrak{r}_2$, $\mathfrak{r}_1'$, $\mathfrak{r}_2'$ und y_k stellen hier bereits resultierende Werte, die also sowohl positiv (induktiv)

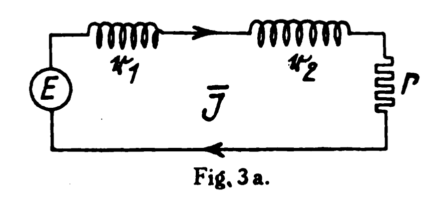


Fig. 3a.

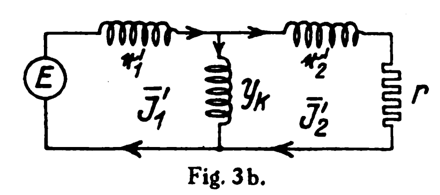


Fig. 3b.

wie auch negativ (kapazitiv) oder auch in speziellen Fällen gleich Null sein können. Ferner ist die Frequenz (der die Spannung $\bar{E}$, die Ströme $\bar{J}$, $\bar{J}_1'$ und $\bar{J}_2'$ und die scheinbaren Widerstände zugeordnet sind) einstweilen beliebig.

Gegeben sind: $\mathfrak{r}_1$, $\mathfrak{r}_2$ und r (Fig. 3a)
Gesucht: $\mathfrak{r}_1'$, y_k und $\mathfrak{r}_2'$ (Fig. 3b)

Zunächst muß man den Strom $\bar{J}$ der Schaltung (3a) und die Ströme $\bar{J}_1'$ bzw. $\bar{J}_2'$ der Schaltung (3b) vektoriel durch den Spannungsvektor und die betreffenden Impedanzvektoren $\bar{Z}$ bzw. $\bar{Z}_1'$ bzw. $\bar{Z}_2'$ ausdrücken.

Für die Schaltung (3a) gilt

$$\bar{J} = \frac{\bar{E}}{\bar{Z}} \qquad (8)$$

und ebenso für (3b):

$$\bar{J}_1' = \frac{\bar{E}}{\bar{Z}_1'} \qquad (9)$$

$$\bar{J}_2' = \frac{\bar{E}}{\bar{Z}_2'} \qquad (10)$$

Die in obigen Ausdrücken vorkommenden Impedanzvektoren $\bar{Z}$, $\bar{Z}_1'$ und $\bar{Z}_2'$ lassen sich durch die Konstanten der zugehörigen Schaltung wie folgt ausdrücken:

$$\bar{Z} = r + j(\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2) \qquad (11)$$

Ferner läßt sich (aus bekannten Regeln für die Kombination von parallel und hintereinander liegenden Impedanzen) leicht nachweisen, daß

$$\bar{Z}_1' = r \cdot \mu + j[\mathfrak{r}_1' + y_k - \mu(y_k + \mathfrak{r}_2')] \qquad (12)$$

wobei μ die Abkürzung darstellt für das Verhältnis:

$$\mu = \frac{y_k^2}{(y_k + \mathfrak{r}_2')^2 + r^2} \qquad (13)$$

welches zugleich das Verhältnis der Quadrate der Ströme J_1' und J_2' ist, sodaß

$$\mu = \frac{y_k^2}{(y_k + \mathfrak{r}_2')^2 + r^2} = \left(\frac{J_2'}{J_1'}\right)^2 \qquad (14)$$

Ebenso kann man aus den bekannten Regeln für $\bar{Z}_2'$ den Ausdruck finden

$$\bar{Z}_2' = r\left(1 + \frac{\mathfrak{r}_1'}{y_k}\right) + j\left(\mathfrak{r}_1' + \mathfrak{r}_2' + \frac{\mathfrak{r}_1'\,\mathfrak{r}_2'}{y_k}\right) \qquad (15)$$

Setzt man die oben angegebenen Ausdrücke für die Impedanzen in die Gleichungen (8), (9) und (10) ein so erhält man:

$$\bar{J} = \frac{\bar{E}}{r + j(\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2)} \qquad (16)$$

$$\bar{J}_1' = \frac{\bar{E}}{r\mu + j[\mathfrak{r}_1' + y_k - \mu(y_k + \mathfrak{r}_2')]}, \qquad (17)$$

$$\bar{J}_2' = \frac{\bar{E}}{r\left(1 + \frac{\mathfrak{r}_1'}{y_k}\right) + j\left(\mathfrak{r}_1' + \mathfrak{r}_2' + \frac{\mathfrak{r}_1'\,\mathfrak{r}_2'}{y_k}\right)} \qquad (18)$$

Nach der ersten Aequivalenzbedingung (α) sind J_1' und J_2' dem Betrag nach gleich, also ist nach Gleichung 14 das Verhältnis

$$\mu = 1 \qquad (19)$$

und

$$\frac{y_k^2}{(y_k + \mathfrak{r}_2')^2 + r^2} = 1 \qquad (19a)$$

Löst man die Gleichung (19a) in bezug auf $\mathfrak{r}_k$ so erhält man

$$\boxed{y_k = -\frac{1}{2}\left(\mathfrak{r}_2' + \frac{r^2}{\mathfrak{r}_2'}\right)} \qquad (20)$$

als Folgerung aus der Aequivalenzbedingung (α).

Da dabei μ nach Gleichung (19) gleich 1 ist, so erhält $\bar{J}_1'$ in Gleichung (17) den Ausdruck

$$\bar{J}_1' = \frac{\bar{E}}{r + j(\mathfrak{r}_1' - \mathfrak{r}_2')} \qquad (21)$$

Nun kann man die zweite Aequivalenzbedingung (β) benutzen, die besagt, daß $\bar{J}$ und $\bar{J}_1'$ der Größe und **Phase** nach gleich sind. Vergleicht man den Ausdruck (16) für $\bar{J}$ mit Ausdruck (21) für $\bar{J}_1'$, so ergibt sich eine weitere Gleichung

$$\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2 = \mathfrak{r}_1' - \mathfrak{r}_2' \qquad (22)$$

oder

$$\boxed{\mathfrak{r}_1' = (\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2) \mp \mathfrak{r}_2'} \qquad (23)$$

als Folgerung aus den Aequivalenzbedingungen (α) und (β)

Die Gleichungen (20) und (23) lösen die Aufgabe, die Konstanten der Schaltung (3b) zu bestimmen, die mit der gegebenen Schaltung (Fig. 3a) äquivalent ist. Man sieht aber, daß von den Konstanten der Schaltung Fig. 3b die eine, z. B. $\mathfrak{r}_2'$, willkürlich ist. Bezeichnet man diese als eine veränderliche Größe mit $-x$, also:

$$\boxed{\mathfrak{r}_2' = -x} \qquad (24)$$

so lauten die Ausdrücke (20) und (23)

$$y_k = \frac{1}{2}\left(x + \frac{r^2}{x}\right) \qquad (20a)$$

$$\mathfrak{r}_1' = (\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2) \pm x \qquad (23a)$$

§ 8. Verwertung der obigen Resultate für die Schaltungen Fig. 2a und 2b.

Jetzt kann man auf die Schaltungen 2a und 2b übergehen. Da sie in bezug auf die Nutzfrequenz ω_n miteinander äquivalent sein sollen, so ist in sämtlichen Formeln von (8) bis (24), die für eine beliebige Frequenz abgeleitet waren, diese gleich der Nutzfrequenz zu setzen.

und alle Werte der Spannungen, Ströme und Widerstände dieser Frequenz zuzuordnen.

Dann sind die Widerstände r, $\mathfrak{r}_1$, $\mathfrak{r}_2$, y_k $\mathfrak{r}_1'$ und $\mathfrak{r}_2'$ der obigen Formeln durch die folgenden speziellen Werte der Schaltung 2a und 2b (siehe Fig. 2a und 2b) zu ersetzen

$$\mathfrak{r}_2 = \mathfrak{r}_a - \varrho_a = 0 \tag{25}$$

$$\mathfrak{r}_1 = \delta_0 + z_b = \delta_0 \tag{25a}$$

$$r = r_2 \tag{25b}$$

$$\mathfrak{r}_1' = \delta_0 + (\mathfrak{r}_z' - \varrho_z) = \delta_0 + z_b' \tag{25c}$$

$$\mathfrak{r}_2' = \mathfrak{r}_a' - \varrho_a \tag{25d}$$

$$y_k = \mathfrak{r}_k \tag{25e}$$

Nach Einsetzung dieser speziellen Werte in die Lösungsformeln 24, 20a und 23a, lauten die Ausdrücke für die zu wählenden Konstanten der äquivalenten Schaltung 2b:

$$\mathfrak{r}_2' = (\mathfrak{r}_a' - \varrho_a) = - x \tag{26}$$

$$y_k = \mathfrak{r}_k = \frac{1}{2}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right) \tag{26a}$$

$$\mathfrak{r}_1' = (\delta_0 - x) \tag{26b}$$

Somit sind die Konstanten für die Schaltung 2b wie folgt zu wählen:

1. Von der Antennenverlängerungsspule $\mathfrak{r}_a$ schaltet man so viel ab, daß sie gegenüber dem kapazitiven Widerstand ϱ_a der Antenne einen Fehlbetrag $x\Omega$ aufweist (vgl. Gleichung 26).

2. Von der Induktanz $\mathfrak{r}_z$ des „Sperrgliedes" z_b der Schaltung 2a bzw. von der Summe der Induktanzen $(\delta + z_b)$ wird man, am besten, unter Beibehaltung des vorigen Wertes des Kondensators C_z (am günstigsten für den Voltampereverbrauch) den Betrag $x\Omega$ abschalten (vgl. Formel 26b).

3. Die Kopplungsinduktanz $\mathfrak{r}_k$ bemißt man nach Formel (26a).

NB. Aus Formel 26a ist zu ersehen, daß y_k und x die gleichen Zeichen haben.

A) y_k ist also induktiv (positiv) dann, wenn x einen induktiven Fehlbetrag (d. h. den Fehlbetrag der Induktanz $\mathfrak{r}_a$ gegenüber ϱ_a) darstellt.

B) y_k ist kapazitiv, wenn x einen induktiven Überschuß darstellt.

§ 9. Die Wahl der Größe x.

Angenähert günstigste Lösung $x = \pm r_2$.

Man wählt x am besten so, daß die Impedanz für die betrachtete schädliche Oberwelle $\lambda = \frac{\lambda_n}{\varepsilon}$ ein Maximum ist. Diese Größe von x liegt, wie es sich im nachstehenden herausstellen wird, in der Regel in der Nähe des Betrages r_2. Will man also umständlichere Rechnungen vermeiden, so kann man mit einer genügend guten Näherung x gleich r_2 setzen und demnach für die Werte von $\mathfrak{r}_2'$ und y_k aus Gleichung 26a und 26b finden:

A) Im Falle der induktiven Kopplung

$$y_k = \frac{1}{2}\left(r_2 + \frac{r_2^2}{r_2}\right) = + r_2 \tag{27a}$$

$$\mathfrak{r}_1' = \delta_0 - r_2 \tag{27b}$$

B) Im Falle der kapazitiven Kopplung

$$y_k = - r_2 \tag{28a}$$

$$\mathfrak{r}_2' = \delta_0 + r_2 \tag{28b}$$

In diesen beiden speziellen Fällen (d. h. wenn $x = \pm r_2$ gewählt ist) ist der Antennenkreis inklusiv y_k für sich genau abgestimmt [d. h. $y_k + (\mathfrak{r}_a' + \varrho_a) = y_k \mp r_2 = 0$] im allgemeinen Falle aber (d. h. wenn $x \gtrless r_2$) nicht.

Genaue Lösung der Maximumaufgabe.

Die genaue Lösung der Maximumaufgabe wird unten getrennt für den Fall A) der induktiven und für den Fall B) der kapazitiven Kopplung durchgeführt.

A) Induktive Kopplung (§§ 10 bis 16)

§ 10. Aufstellung des Ausdrucks für die Impedanz $z'_{2\varepsilon}$.

x ist ein induktiver Fehlbetrag des scheinbaren Widerstandes der Verlängerungsspule gegenüber der Antennenkapazität. Für die betrachtete schädliche Oberwelle der Frequenz $\omega = \varepsilon\,\omega_n$ sind die Werte von J_2', E und Z_2' in der Formel (10) sowie die Werte aller Widerstände in Formel (15) für diese Frequenz zu gelten und erhalten die Indices ε. Also ist nach Formel (15) die Impedanz für die schädliche Welle gleich:

$$z'_{2(\varepsilon)} = r_{2\varepsilon}\left(1 + \frac{\mathfrak{r}'_{1,\varepsilon}}{y_{k,\varepsilon}}\right) + j\left(\mathfrak{r}_{1,\varepsilon} + \mathfrak{r}'_{2,\varepsilon} + \frac{\mathfrak{r}'_{1,\varepsilon}\,\mathfrak{r}'_{2\varepsilon}}{y_{k\varepsilon}}\right) \tag{29}$$

hier sind für die Größen $\mathfrak{r}'_{1\varepsilon}$, $\mathfrak{r}'_{2\varepsilon}$ und $y_{k\varepsilon}$ ihre Ausdrücke durch die gegebenen Konstanten und die zu bestimmende Größe x einzusetzen:

$$\mathfrak{r}'_{1,\varepsilon} = \mathfrak{r}'_{z\varepsilon} - \frac{\varrho z}{\varepsilon} + \delta_{0\varepsilon} - x\varepsilon = \mathfrak{r}_z\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \delta_{0\varepsilon} - x\varepsilon \tag{30}$$

oder bei derselben Abkürzung b wie im Ausdruck (5):

$$\underline{\mathfrak{r}'_{1,\varepsilon} = b - x\varepsilon} \tag{30a}$$

ferner:

$$\underline{\mathfrak{r}_{2,\varepsilon}'} = \mathfrak{r}_a\,\varepsilon - \frac{\varrho_a}{\varepsilon} - x\varepsilon = \mathfrak{r}_a\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) - x\,\varepsilon \tag{31}$$

oder bei derselben Abkürzung a wie im Ausdruck (3):

$$\underline{\mathfrak{r}'_{2\varepsilon} = a - x\,\varepsilon} \tag{31a}$$

schließlich

$$y_{k\varepsilon} = \varepsilon\, y_k = \frac{\varepsilon}{2}\underline{\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right)} \tag{32}$$

Somit ist die Impedanz $Z'_{2\varepsilon}$ für die betreffende Oberwelle:

$$\underline{z'_{2,\varepsilon}} = r_{2\varepsilon}\left(1 + \frac{b - x\varepsilon}{\varepsilon\, y_k}\right) + j\left(b - 2x\varepsilon + a + \frac{(b - x\varepsilon)(a - x\varepsilon)}{\varepsilon\, y_k}\right) \tag{33}$$

oder

$$z'_{2\varepsilon} = r_{2\varepsilon}\left[1 + \frac{b - x\varepsilon}{\frac{\varepsilon}{2}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right)}\right] + j\left[b + a - 2\,x\,\varepsilon + \frac{(b - x\varepsilon)(a - x\varepsilon)}{\frac{\varepsilon}{2}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right)}\right] \tag{33a}$$

§ 11. Bestimmung des Maximums der Impedanz $z'_{2,\varepsilon}$.

Dieser Ausdruck muß ein Maximum sein. Zunächst wollen wir zur Vereinfachung des Ausdruckes alle Konstanten auf die Konstante r_2 beziehen, wobei die Verhältnisse durch einen über dem Buchstaben stehenden Punkt ausgedrückt werden; das ergibt die Abkürzungen

$$\frac{z'_{\varepsilon 2}}{\varepsilon\, r_2} = \dot{z}'_{2\varepsilon} \;\Big|\; \frac{r_{2\varepsilon}}{\varepsilon\, r_2} = \dot{\eta} \;\Big|\; \frac{a}{\varepsilon\, r_2} = \dot{a} \;\Big|\; \frac{b}{\varepsilon\, r_2} = \dot{b} \;\Big|\; \frac{x}{r_2} = \dot{x} \;\Big|\; \frac{y_k}{r_2} = \dot{y}_k \tag{34}$$

und nach 26 a

$$\dot{y}_k = \frac{1}{2}\left(\dot{x} + \frac{1}{\dot{x}}\right)$$

Dann vereinfacht sich der Ausdruck (33 bzw. 33a) wie folgt

$$\dot{z}'_{2,\varepsilon} = \dot{\eta}\left(1 + \frac{\dot{b} - \dot{x}}{\dot{y}_k}\right) + j\left[\dot{a} + \dot{b} - 2\dot{x} + \frac{(\dot{b} - \dot{x})(\dot{a} - \dot{x})}{\dot{y}_k}\right] \tag{33b}$$

bzw. (33c)

$$\dot{z}'_{2\varepsilon} = \dot{\eta}\,\left(1 + 2\,\frac{\dot{b}\,\dot{x} - \dot{x}^2}{1 + \dot{x}^2}\right) + j\left[\dot{b} + \dot{a} - 2\,\dot{x} + \frac{2\,\dot{x}\,(\dot{b} - \dot{x})\,(\dot{a} - \dot{x})}{1 + \dot{x}^2}\right]$$

Reeller Teil (Ohm'sches Glied) $\dot{R}$ bzw. imaginarer Teil $\dot{\mathfrak{R}}$ (Reaktanz) des Vektors $\dot{Z}'_{2\varepsilon}$ sind somit:

$$\left.\begin{aligned} \dot{R} &= \dot{\eta}\,\left(1 + 2\,\frac{\dot{b}\,\dot{x} - \dot{x}^2}{1 + \dot{x}^2}\right) \\ \dot{\mathfrak{R}} &= \dot{b} + \dot{a} - 2\dot{x} + \frac{2\,\dot{x}\,(\dot{b} - \dot{x})\,(\dot{a} - \dot{x})}{1 + \dot{x}^2} \end{aligned}\right\} \quad (35)$$

Damit der Vektor $\dot{Z}'_{2\varepsilon} = \dot{R} + j\,\dot{\mathfrak{R}}$ ein Maximum wird, muß sein

$$\frac{d\,(\dot{Z}'_{2\varepsilon})}{d\,\dot{x}} = 0 \quad \text{d. h.} \quad \frac{d\,(\dot{R}^2 + \dot{\mathfrak{R}}^2)}{d\,\dot{x}} = 0 \qquad (36)$$

$$\text{d. h.} \quad \dot{R}\,\frac{d\,\dot{R}}{d\,\dot{x}} + \dot{\mathfrak{R}}\,\frac{d\,\dot{\mathfrak{R}}}{d\,\dot{x}} = 0 \qquad (36\text{a})$$

das ergibt nach Einsetzung der Werte von $\dot{R}$ und $\dot{\mathfrak{R}}$, Kürzung mit dem Generalnenner $(1 + \dot{x}^2)^3$ und einfachen Umformungen:

$$\dot{\eta}^2\,(1 + 2\,\dot{b}\,\dot{x} - \dot{x}^2)\,(\dot{b} - 2\,\dot{x} - \dot{b}\,\dot{x}^2) + [(\dot{b} + \dot{a}) + 2\,(\dot{a}\,\dot{b} - 1)\,\dot{x} - (\dot{a} + \dot{b})\,\dot{x}^2]\,[(\dot{a}\,\dot{b} - 1) - 2\,(\dot{a} + \dot{b})\,\dot{x} - (\dot{a}\,\dot{b} - 1)\,\dot{x}^2] = 0$$

oder:

$$\dot{\eta}^2\,\dot{b}\,(\dot{x}^2 - 2\,\dot{b}\,\dot{x} - 1)\,\left(\dot{x}^2 + \frac{2\dot{x}}{\dot{b}} - 1\right) + (\dot{a} + \dot{b})\,(\dot{a}\,\dot{b} - 1) \qquad (36\text{b})$$

$$\left(\dot{x}^2 - 2\,\frac{\dot{a}\,\dot{b} - 1}{\dot{a} + \dot{b}}\,\dot{x} - 1\right)\left(\dot{x}^2 + 2\,\frac{\dot{a} + \dot{b}}{\dot{a}\,\dot{b} - 1}\,\dot{x} - 1\right) = 0$$

Gebraucht man hierin wiederum die Abkürzungen

$$(\dot{a} + \dot{b})\,(\dot{a}\,\dot{b} - 1) = \dot{e}$$

und

$$\frac{(\dot{a}\,\dot{b} - 1)}{\dot{a} + \dot{b}} = \dot{c} \qquad (37)$$

so hat man:

$$\dot{\eta}^2\,\dot{b}\,(\dot{x}^2 - 2\,\dot{b}\,\dot{x} - 1)\,\left(\dot{x}^2 + \frac{2\dot{x}}{\dot{b}} - 1\right) + \dot{e}\,(\dot{x}^2 - 2\,\dot{c}\,\dot{x} - 1)\left(\dot{x}^2 + 2\,\frac{\dot{x}}{\dot{c}} - 1\right) = 0$$

oder

$$\dot{\eta}^2\,\dot{b}\,\left[\dot{x}^4 - 2\left(\dot{b} - \frac{1}{\dot{b}}\right)\dot{x}^3 - 6\dot{x}^2 + 2\left(\dot{b} - \frac{1}{\dot{b}}\right)\dot{x} + 1\right] +$$

$$+ \dot{e}\left[\dot{x}^4 - 2\left(\dot{c} - \frac{1}{\dot{c}}\right)\dot{x}^3 - 6\,\dot{x}^2 + 2\left(\dot{c} - \frac{1}{\dot{c}}\right)\dot{x} + 1\right] = 0 \qquad (38)$$

oder

$$A\,\dot{x}^4 - 2\,B\,\dot{x}^3 - 6\,A\,\dot{x}^2 + 2\,B\,\dot{x} + A = 0 \qquad (38\text{a})$$

$$\left.\begin{aligned} &\text{wo} & A &= \dot{\eta}^2\,\dot{b} + \dot{e} \\ &\text{und} & B &= \dot{\eta}^2\,\dot{b}\,\left(\dot{b} - \frac{1}{\dot{b}}\right) + \dot{e}\,\left(\dot{c} - \frac{1}{\dot{c}}\right) \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

oder nach Division mit A und Abkürzung:

$$K = \frac{B}{A} = \frac{\dot{\eta}^2\,\dot{b}}{\dot{\eta}^2\,\dot{b} + \dot{e}}\left(\dot{b} - \frac{1}{\dot{b}}\right) + \frac{\dot{e}}{\dot{\eta}^2\dot{b} + \dot{e}}\left(\dot{c} - \frac{1}{\dot{c}}\right) \qquad (39\text{a})$$

$$K = \frac{\dot{\eta}^2\,(\dot{b}^2 - 1) + (\dot{a}\,\dot{b} - 1)^2 - (\dot{a} + \dot{b})^2}{\dot{\eta}^2\,\dot{b} + (\dot{a} + \dot{b})\,(\dot{a}\,\dot{b} - 1)} \qquad (39\text{b})$$

eine biquadratische Gleichung

$$\dot{x}^4 - 2\,K\,\dot{x}^3 - 6\,\dot{x}^2 + 2\,K\,\dot{x} + 1 = 0 \qquad (38\text{b})$$

oder

$$\left(\dot{x} - \frac{1}{\dot{x}}\right)^2 - 2\,K\,\left(\dot{x} - \frac{1}{\dot{x}}\right) - 4 = 0 \qquad (38\text{c})$$

woraus

$$\dot{x} - \frac{1}{\dot{x}} = K \pm \sqrt{K^2 + 4} = \mu \qquad (39)$$

$$\dot{x}^2 - \mu\,\dot{x} - 1 = 0 \qquad (39\text{a})$$

$$\boxed{\dot{x} = \frac{\mu \pm \sqrt{\mu^2 + 4}}{2}} \qquad (40)$$

oder

$$\dot{x} = \frac{(K \pm \sqrt{K^2 + 4}) \pm \sqrt{(K \pm \sqrt{(K^2 + 4)})^2 + 4}}{2} \qquad (40\text{a})$$

Welches Zeichen in Gleichung 39 und 40 entspricht nun dem Maximum?

1. In der Gleichung 40 muß +-Zeichen genommen werden, da $\dot{x}$ im betrachteten Fall einen positiven Betrag hat (induktiver Fehlbetrag).

2. In der Gleichung 39 muß —-Zeichen genommen werden.

B e w e i s: Das folgt daraus, daß $\dot{x}$ (wie später gezeigt wird) im Fall der induktiven Kopplung beim Maximum nicht größer als 1 sein kann. Nun ist aber K in der Regel wesentlich größer als 1, denn $\dot{a}$ und $\dot{b}$ sind in der Regel wesentlich größer als 1, so daß nach Gleichung (39b)

$$\boxed{K \cong \frac{\dot{a}\,\dot{b} - 1}{\dot{a} + \dot{b}}} \qquad (41)$$

also positiv und wesentlich größer als 1 ist. Nimmt man nun im Ausdruck (39) Pluszeichen, so ist $\mu > 2$, nimmt man Minuszeichen, so ist μ negativ und klein, also $\mu = -\alpha$, wo α eine kleine Bruchzahl bedeutet. Nimmt man $\mu > 2$ und setzt diesen Wert in die Gleichung (40) ein (worin nach dem oben Bewiesenen Pluszeichen zu nehmen sind, so erhält man für $\dot{x}$ einen Wert größer als 1, was nach unserer (später zu beweisenden) Behauptung kein Maximum ergeben kann. Also bleibt nur die Möglichkeit, daß im Ausdruck (30) M i n u s - Z e i c h e n genommen wird, dann ist aus (40):

$$\dot{x} = \frac{-\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4}}{2} = \frac{2\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2} - \alpha}{2}$$

$$\cong \frac{2\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 - \frac{1}{8}\left(\frac{\alpha}{2}\right)^4\right] - \alpha}{2} \cong 1 - \frac{\alpha}{2} \qquad (42)$$

wo α eine kleine Bruchzahl ist.

Die Behauptung, daß $\dot{x} > 1$ kein Maximum ergeben kann, wird wie folgt nachgewiesen:

Nach (26a) hat y_k als Funktion von x den durch die Hyperbel der Figur 4 dargestellten Verlauf

$$y_k = \frac{1}{2}\left(x + \frac{r^2}{x}\right)$$

hier gilt der obere Zweig der Hyperbel für induktive Kopplung (also für den betrachteten Fall) und der untere Zweig für kapazitive Kopplung.

y_k hat den kleinsten Wert $= r_2$, wenn $x = r_2$; wächst x über r_2, so wächst auch y_k.

Betrachtet man nun den Ausdruck für die Impedanz (29) oder (33), so sieht man, daß die Glieder $r'_{1,\varepsilon}$ und r'_2, mit wachsendem x immer wachsen, das Glied y_k aber nur dann wächst, wenn $x > r_2$ ist. Daher wird die Impedanz $Z'_{2,\varepsilon}$ bei dem über r_2 wachsendem x immer kleiner, kann

also in diesem Gebiet kein Maximum haben; somit muß für das Maximum $x < r_2$ sein, also $\dot{x} < 1$.

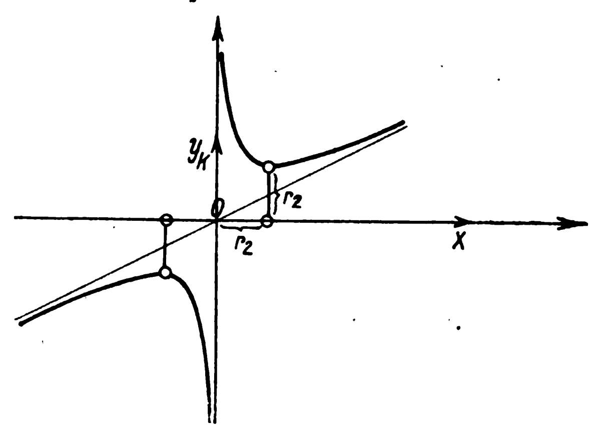


Fig. 4.

Somit ist gefunden:

1. Der günstigste Wert von $\dot{x}$ ergibt sich nach der genauen Formel zu

$$\dot{x} = \frac{\mu + \sqrt{\mu^2 + 4}}{2} \tag{43}$$

$$\text{wo} \quad \mu = -\sqrt{K^2 + 4} - K) \text{ ist} \tag{43 a}$$

und wo K entweder genau nach der Gleichung (39b) oder angenähert (bei großen $\dot{b}$ und $\dot{a}$) nach Gleichung (41), also

$$K \cong \frac{\dot{a}\dot{b} - 1}{\dot{a} + \dot{b}} \cong \frac{\dot{a}\dot{b}}{\dot{a} + \dot{b}}$$

gesetzt wird.

2. Mit genügender Annäherung (siehe Gleichung 42) kann man diesen günstigsten Wert von $\dot{x}$ gleich 1, also den Wert von x gleich r_2 setzen, wobei dann

$$\dot{y}_k = \frac{1}{2}(\dot{x} + \frac{1}{\dot{x}}) = 1$$

und $y_k = r_2$ genommen wird (vgl. 27a und 27b). Dann ist, wie gesagt, der Antennenkreis (einschließlich y_k) für sich genau abgestimmt. Setzt man diese Werte in (33) ein, so ist

$$z'_{2\varepsilon} = r_{2\varepsilon} \frac{b}{\varepsilon r^2} + j(a\,b - \varepsilon r_2) = \varepsilon r_2 [\dot{\eta}\dot{b} + j(\dot{a}\dot{b} - 1)] \tag{44}$$

§ 12. Genauigkeit der angenäherten Lösung $x = r_2$.

Wenn die Werte $x = r_2$ und $y_k = r_2$, für die Unterdrückung der gegebenen Oberfrequenz angenähert die günstigsten sind, so sind sie es um so mehr für alle noch höheren Frequenzen, da mit wachsendem ε die Größen

$\dot{a}$ [diese ist doch $= \frac{a}{\varepsilon r^2} = \frac{\mathfrak{r}_A}{r_2}(1 - \frac{1}{\varepsilon^2})$]

und $\dot{b}$ [diese ist $= \frac{b}{\varepsilon r_2} = \frac{\mathfrak{r}_b(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}) + \varepsilon\delta_0}{\varepsilon r_2}$

$= \frac{\mathfrak{r}_b}{\mathfrak{r}_2}(1 - \frac{1}{\varepsilon^2}) + \delta_0)$]

wachsen.

Es wächst also auch (nach Gleichung 41) auch K, und die obigen Werte $x = y_k = r_2$ nähern sich daher — nach den im § 10 bewiesenen — immer mehr an die genaue Lösung.

§ 13. Zusammenstellung der Formel für Z_ε.

1. Ausgangsschaltung Fig. 1.

$$z_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j(a + \varepsilon\delta_0) \tag{2a}$$

$$[\text{wo } a = \mathfrak{r}_a(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}) \tag{3}]$$

2. Schaltung Fig. 2a.

$$z_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j(a + b) \tag{4a}$$

$$\text{oder} \quad z_\varepsilon = r_2\,\varepsilon[\dot{\eta} + j(\dot{a} + \dot{b})]$$

$$[\text{wo } b = \mathfrak{r}_2(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}) + \delta_0\,\varepsilon \tag{5}]$$

für die $m$fache Unterdrückung wählt man

$$b \cong a(m-1) + \varepsilon\delta\ m \tag{7}$$

3. Schaltung Fig. 2b.

α) allgemein

$$z'_{2\varepsilon} = r_{2\varepsilon}(1 + \frac{b - x\varepsilon}{\varepsilon y_k}) + j[a + b - 2\varepsilon x + \frac{(b - \varepsilon x)(a - \varepsilon x)}{\varepsilon y_k}] \tag{33}$$

$$[\text{wo} \quad y_k = \frac{1}{2}(x + \frac{r_2^2}{x}) \tag{26a}]$$

bzw.

$$\dot{z}'_{2\varepsilon} = \dot{\eta}(1 + \frac{\dot{b} - \dot{x}}{\dot{y}_k}) + j[\dot{a} + \dot{b} - 2\dot{x} + \frac{(\dot{b} - \dot{x})(\dot{a} - \dot{x})}{\dot{y}_k}] \tag{33b}$$

$$[\text{wo} \quad \dot{z}'_{2\varepsilon} = \frac{z'_{2\varepsilon}}{\varepsilon r_2}; \ \dot{\eta} = \frac{r_{2\varepsilon}}{\varepsilon r_2}; \ \dot{a} = \frac{a}{\varepsilon r_2}; \ \dot{b} = \frac{b}{\varepsilon r_2}; \ \dot{x} = \frac{x}{r_2}$$

$$\dot{y} = \frac{y_k}{r_2} = \frac{1}{2}(\dot{x} + \frac{1}{\dot{x}}) \tag{34}]$$

β) Maximale Unterdrückung, genaue Werte:

$$\dot{x} = \frac{\sqrt{4 + \mu^2} + \mu}{2} \tag{43}$$

$$[\text{wo } \mu = -(\sqrt{K^2 + 4} - K) \tag{43 a}]$$

$$[\text{wo } K = \frac{\dot{\eta}^2(\dot{b}^2 - 1) + (\dot{a}\dot{b} - 1)^2 - (\dot{a} + \dot{b})^2}{\dot{\eta}^2\dot{b} + (\dot{a}\dot{b} - 1)(\dot{a} + \dot{b})} \tag{39b}$$

oder bei großen $\dot{a}$ und $\dot{b}$ angenährt

$$K \cong \frac{\dot{a}\dot{b} - 1}{\dot{a} + \dot{b}} \cong \frac{\dot{a}\dot{b}}{\dot{a} + \dot{b}} \tag{41}$$

γ) Angenähert maximale Unterdrückung:

$\left.\begin{array}{l} \dot{x} \cong 1_2;\ \dot{y}_k = 1 \\ x = r_2;\ y_k = r_2 \end{array}\right\}$ Antennenkreis (inkl. y_k) für sich genau abgestimmt

$$z'_{2\varepsilon} = \varepsilon r_2[\dot{\eta}\dot{b} + j(\dot{a}\dot{b} - 1)] \tag{44}$$

$$= r_{2\varepsilon}\dot{b} + j\varepsilon r_2(\dot{a}\dot{b} - 1)$$

bzw. $$\dot{z}'_{2\varepsilon} = \dot{\eta}\dot{b} + j(\dot{a}\dot{b} - 1) \tag{44a}$$

§ 14.

An Hand dieser Zusammenstellung wird unten ein folgendes Zahlenbeispiel durchgerechnet.

Zahlenbeispiel:

Es sei eine Frequenzvervielfachungs-Anlage mit letzter Stufe für λ_{15} nach Fig. 1 („Ausgangsschaltung") gegeben. Ihre Verhältnisse seien wie folgt:

$C_A = 2000^{cm} = 0{,}02_{km}$

Frequenz $\omega_{15} = 150\,000$; $\lambda_n = \lambda_{15} = 2_{km}$

$r_2 = 5\Omega$, ferner sei $\delta_0 \cong r_2\Omega = 5\,\Omega$

Es sind die Impedanzen für die schädliche Oberwelle λ_{17} bei den untersuchten Schaltungen zu vergleichen.

1. Schaltung Fig. 1.

$$\mathfrak{r}_a = \varrho_a = \frac{1}{2\pi\nu C_F} = \frac{9 \cdot 10^{11}}{2\pi\nu C_{cm}}$$

$$= \frac{9 \cdot 10^{11}}{2\pi \cdot 1{,}5 \cdot 10^5 \cdot 2 \cdot 10^3} = 478\,\Omega$$

$$\varepsilon = \frac{17}{15} = 1{,}133$$

$$\frac{1}{\varepsilon} = 0{,}882$$

$$a = \mathfrak{r}_a \left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) = 478 \cdot 0{,}251 \cong 120\,\Omega$$

$$\varepsilon\,\delta_0 \cong 5 \cdot 1{,}132 = 5{,}66\,\Omega \cong 5\,\Omega$$

$r_{2\varepsilon}$ ist etwas größer als r_2 entsprechend der größeren Frequenz. Der Teil, der der Strahlung entspricht, wächst wie ε^2, der andere Teil langsamer; nehmen wir an, angenähert $r_{2\varepsilon} \cong \varepsilon r_2 = 5{,}7\,\Omega$, dann ist nach Gleichung 2a (Zusammenstellung)

$$z_\varepsilon = 5{,}7 + j\,125,$$

und absoluter Betrag:

$$|z| \cong 125\,\Omega.$$

2. Schaltung Fig. 2a.

Soll die Oberwelle z. B. zweimal verkleinert werden, also $m = 2$ zu setzen, so ist b nach Gleichung (7) der Zusammenstellung zu wählen:

$$b \cong 120\,(2-1) + 5{,}2 \cong 130\,\Omega$$

nach Gleichung (4a) der Zusammenstellung.

$$z_\varepsilon = 5{,}7 + j\,250$$

$$|z| \cong 250\,\Omega.$$

3. Schaltung Fig. 2b.

β) Maximale Impedanz, genaue Formel

aus (34) $\begin{cases} \dot a = \frac{a}{\varepsilon z_2} = \frac{120}{5{,}66} = 21{,}2. \\ \dot b = \frac{b}{\varepsilon z_2} = \frac{130}{5{,}66} = 23. \\ \dot\eta \cong 1 \end{cases}$

aus (41) oder (39b): $k \cong 11$

aus (43a): $\mu = -(\sqrt{11^2+4} - 11) = -0{,}17.$

aus (43):

$$\dot x = \frac{\sqrt{4 + 0{,}17} - 0{,}17}{2} = 0{,}95 \qquad x = 0{,}95\,r^2 = 4{,}75\,\Omega$$

aus (34):

$$\dot y = \frac{1}{2}\left(0{,}95 + \frac{1}{0{,}95}\right) \cong 1 \qquad y_k \cong 5\,\Omega$$

aus (33b):

$$\dot z'_{2\varepsilon} = 1\left(1 + \frac{23 - 0{,}95}{1}\right) + j\left[23 + 21{,}2 - 2 \cdot 0{,}96 + \frac{(23-0{,}95)(21{,}2-0{,}95)}{1}\right]$$

$$\dot z'_{2\varepsilon} = 23{,}05 + j\,489{,}3$$

$$|\dot z'_{2\varepsilon}| = 489{,}5\,\Omega$$

$$|z'_{2\varepsilon}| = \varepsilon r_2\,|\dot z'_{2\varepsilon}| = 2770\,\Omega$$

also ist hier gegenüber der Schaltung Fig. 2a die Oberwelle noch $\frac{2770}{250} = 11$ mal verkleinert.

γ) Angenähert maximale Impedanz, Antennenkreis genau abgestimmt

$$\dot x = 1 \qquad \dot y = 1$$

$$x = r_2 = 5\,\Omega \qquad y_k = 5\,\Omega$$

aus (44a):

$$\dot z'_{2\varepsilon} = 1 \cdot 23 + j\,(23 \cdot 21{,}2 - 1)$$

$$= 23 + j\,486$$

$$|\dot z'_{2\varepsilon}| = 486{,}5\,\Omega$$

$$|z'_{2\varepsilon}| = \varepsilon r_2\,|\dot z'_{2\varepsilon}| = 2750\,\Omega$$

also angenähert ebenso viel, wie nach der genauen Formel in β).

§ 15. Die Schaltung nach Fig. 2b ist praktisch immer günstiger als die nach Fig. 2a.

Es entsteht nun **die Frage:** ist der Fall 3 γ) **immer** günstiger als der Fall 2.? Mit anderen Worten: Sei bei der Schaltung Fig. 2a (im Zahlenbeispiel Fall 2.)

$$\mathfrak{r}_a = \varrho_a$$

gegeben und b irgendwie gewählt; es fragt sich: ist es bei jeder Wahl von b günstiger, auf die äquivalente Schaltung Fig. 2b (im Zahlenbeispiel Fall 3. γ) überzugehen?

Antwort: **ja;** dieser Übergang ist nur bei ganz kleinen Werten von b ungünstig, die praktisch nicht in Betracht kommen, weil dann b keine „Sperre" darstellt.

Beweis: Sei b bzw. $\dot b$ veränderlich und durch u bzw. $\dot u$ bezeichnet. Dann ist beim Fall 2. der Zusammenstellung die Impedanz nach Gleichung (4a)

$$z_\varepsilon = r_{2\varepsilon} + j\,(b + a)$$

oder bei Einsetzung der Abkürzungen (34)

$$\left[\text{für } \frac{r_{2\varepsilon}}{\varepsilon r_2} = \dot\eta;\ \text{für } \frac{a}{\varepsilon r_2} = \dot a \text{ und für } \frac{b}{\varepsilon r_2} = \dot b\right]$$

$$z_{2\varepsilon} = \varepsilon r_2\,[\dot\eta + j\,(\dot u + \dot a)] \tag{45}$$

und

$$\boxed{\dot z_{2\varepsilon} = \dot\eta + j\,(\dot u + \dot a)} \tag{45a}$$

während beim Fall 3. γ) die entsprechende Impedanz nach Gleichung (44a) der Zusammenstellung ist:

$$\boxed{\dot z'_{2\varepsilon} = \dot\eta\,\dot u + j\,(\dot u\,\dot a - 1)} \tag{44a}$$

Es sind die absoluten Beträge der Impedanzen in diesen beiden Fällen zu vergleichen; die Quadrate der Impedanzen sind:

$$\dot z_\varepsilon^2 = \dot u^2 + 2\dot a \cdot \dot u + (\dot a^2 + \dot\eta^2) \tag{46}$$

$$(\dot z_\varepsilon')^2 = (\dot a^2 + \dot\eta^2)\,\dot u^2 - 2\,\dot a\,\dot u + 1 \tag{47}$$

Man sieht: bei kleinem $\dot u$ überwiegt $\dot z_\varepsilon$ und bei großem $\dot u$ überwiegt $\dot z'_\varepsilon$, also schneiden sie sich in einem Punkte $\dot u$, wo die beiden Schaltungen gleich günstig sind.

Graphisch ist der Verlauf der beiden Impedanzen $|\dot z_\varepsilon|$ und $|\dot z'_\varepsilon|$ als Funktion von $\dot u$ in Fig. 5 veranschaulicht. Die Ordinaten sind die absoluten Beträge von $\dot Z$, und die Abszissen $\dot U$ sind vom Koordinatenanfang O abgetragen.

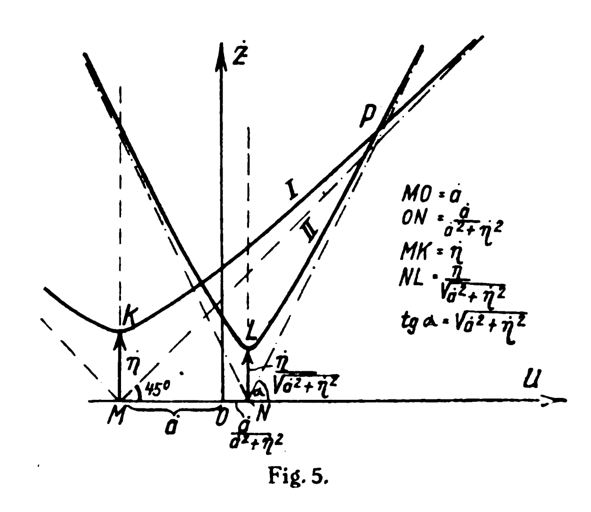


Fig. 5.

Die Hyperbel I gibt die Impedanzen $\dot z_\varepsilon$ an. Sie ist gleichseitig und hat ihren Mittelpunkt M links von O um $\dot a$ entfernt.

Bezogen auf M als Koordinatenanfang (wobei die neuen Abszissen $v = u + \dot{a}$ sind), lautet die Gleichung dieser Hyperbel

$$\frac{\dot{z}_\varepsilon^{\,2}}{\dot{\eta}^2} - \frac{\dot{u}^2}{\dot{\eta}^2} = 1$$

also sind die Halbachsen $= \eta$.

Die Hyperbel II gibt die Impedanzen $z'\varepsilon$ an. Ihr Mittelpunkt N liegt rechts von O um die Strecke $\frac{\dot{a}}{\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2}$. Bezogen auf N als Koordinatenanfang (wobei die neuen Abszissen $t = u - \frac{a}{\dot{a}^2 + \eta^2}$ sind), lautet die Gleichung dieser Hyperbel

$$\frac{(z'\varepsilon)^2}{\frac{\eta^2}{\dot{a}^2 + \eta^2}} - \frac{t^2}{\frac{\eta^2}{(\dot{a}^2 + \eta^2)^2}} = 1.$$

Also sind die Halbachsen

$$\frac{\dot{\eta}}{\sqrt{\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2}} \text{ und } \frac{\dot{\eta}}{\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2}.$$

Für den Schnittpunkt P der beiden Hyperbeln (für welchen die beiden Schaltungen noch gleich günstig sind), findet man die Abszisse $\dot{U}_0$ am besten rechnerisch aus Gleichung (46 und 47), indem man $(\dot{z}_\varepsilon)^2 = (\dot{z}'_\varepsilon)^2$ setzt; das ergibt:

$$\dot{u}_0^2 + 2\,\dot{u}_0\,\dot{a} + \dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 = (\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2)\,\dot{u}_0^2 - 2\,\dot{a}\,\dot{u}_0 + 1 \quad \text{oder}$$

$$(\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - 1)\,\dot{u}_0^2 - 4\,\dot{a}\,\dot{u}_0 - (\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - 1) = 0 \tag{48}$$

woraus

$$\dot{u}_0 = \frac{2\,\dot{a} + \sqrt{4\,\dot{a}^2 + (\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - 1)^2}}{\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - 1} \tag{48a}$$

und da $\dot{\eta} \cong 1$ und jedenfalls $(\dot{\eta}^2 - 1)$ gegen $\dot{a}^2$ zu vernachlässigen ist, so hat man weiter angenähert.

$$\dot{U}_0 \cong \frac{2\dot{a} + \sqrt{4\,\dot{a}^2 + \dot{a}^4}}{\dot{a}^2} = \frac{2}{\dot{a}} + \sqrt{1 + \frac{4}{\dot{a}^2}} \cong \frac{2}{\dot{a}} + (1 + \frac{2}{\dot{a}^2} - \frac{2}{\dot{a}^4})$$

oder

$$\boxed{\dot{U}_0 \cong 1 + \frac{2}{\dot{a}}}. \tag{49}$$

Man sieht, daß $\dot{U}_0$ nur unwesentlich größer als 1 ist, ebenso

$$b_0 = (1 + \frac{2}{\dot{a}})\,\varepsilon\, r_2 \tag{49a}$$

nur klein ist. Übersteigt aber b diese Größe, so ist es bereits günstiger, auf die äquivalente Schaltung (mit Zwischenkreis) überzugehen.

Zahlenbeispiel:

Bei den im vorigen Zahlenbeispiel angenommenen Werte von $\varepsilon r_2 = 5{,}66\,\Omega$ $\varepsilon\,\delta_0 = 5{,}66\,\Omega$ und $\dot{a} = 21{,}2\,\Omega$ wäre nach Gleichung (49a) die Größe

$$b_0 = (1 + \frac{2}{21{,}2})\; 5{,}66\,\Omega = 1{,}0945 \cdot 5{,}66 = 6{,}2\,\Omega$$

Diese Größe käme aber als Sperre gar nicht in Betracht und für alle Werte von b, die größer als sie sind, wäre die Schaltung mit Zwischenkreis bereits günstiger.

§ 16.

Eine andere Frage ist: Bei welchem Wert von b (d. h. von $\dot{u}$) ist der Übergang auf die äquivalente Schaltung (mit Zwischenkreis) σ mal günstiger? Man setzt dazu in den Gleichungen (46) und (47) die Größe $(\dot{z}'_\varepsilon)^2$ σ^2 mal größer als $(\dot{z}_\varepsilon)^2$; $(\dot{z}'_\varepsilon)^2 = \sigma^2\,(\dot{z}_\varepsilon)^2$ oder

$$(\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - \sigma^2)\,\dot{U}^2 - 2\,\dot{a}\,(1 + \sigma^2)\,\dot{U} - [\sigma^2\,(\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2) - 1] = 0 \tag{50}$$

und angenähert

$$(\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - \sigma^2)\,\dot{U}^2 - 2\,\dot{a}\,(1 + \sigma^2)\,\dot{U} - \sigma^2\,\dot{a}^2 = 0 \tag{50a}$$

woraus

$$\dot{U} = \frac{\dot{a}\,(1 + \sigma^2) \pm \sqrt{\dot{a}^2\,(1 + \sigma^2)^2 + \sigma^2\,\dot{a}^2\,(\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - \sigma^2)}}{\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - \sigma^2} \tag{50b}$$

oder

$$\dot{U} = \dot{a}\,\frac{1 + \sigma^2 \pm \sqrt{\sigma^2\,(\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 + 2) + 1}}{\dot{a}^2 + \dot{\eta}^2 - \sigma^2}$$

$$\cong \dot{a}\,\frac{\sigma^2 \pm \dot{a}\,\sigma}{\dot{a}^2 - \sigma^2 + \dot{\eta}^2} = \dot{a}\,\sigma \cdot \frac{\sigma \pm \dot{a}}{\dot{a}^2 - \sigma^2 + \dot{\eta}^2} \tag{50c}$$

Das Zeichen ist im Zähler Plus zu nehmen, wenn der Nenner positiv, und Minus, wenn der Nenner negativ ist. Ist η^2 gegenüber $\dot{a} - \sigma^2$ zu vernachlässigen, so kann man angenähert schreiben,

$$\boxed{\dot{U} \cong \dot{a}\,\frac{\sigma}{\dot{a} - \sigma}} \tag{50d}$$

wenn $\sigma < \dot{a}$ ist, und

$$\boxed{\dot{U} \cong \dot{a}\,\frac{\sigma}{\dot{a} + \sigma}} \tag{50e}$$

wenn $\sigma > \dot{a}$ ist.

Zahlenbeispiel:

Ist $\dot{a}$ wie im vorigen Beispiel $= 21{,}2\,\Omega$, $\varepsilon\,\delta_0 = 5{,}66$, $\dot{\eta}$ wiederum von der Größenordnung 1 und σ gleich 10 verlangt, so wäre dies realisierbar bei der Wahl von b nach Formel (50c) oder besser nach Formel (50d).

$$\dot{b} = \frac{\dot{a}\,\sigma}{\dot{a} - \sigma} = 21{,}2\,\frac{10}{11{,}2} = 18{,}9$$

$$b = \varepsilon\, r_2\; 18{,}9 = 5{,}66 \cdot 18{,}9 = 107\,\Omega$$

$$r_b\,(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}) + \varepsilon\,\delta_0 = 107$$

$$r_b = \frac{107 - 5{,}66}{0{,}25} = 406\,\Omega$$

Durch das obenstehende (§§ 9 bis 14) ist der Fall der induktiven Kopplung im wesentlichen geklärt.

B. Kapazitive Kopplung.

(Siehe § 8, Schluß.)

§ 17. Über die zwei Erzeugungsarten des induktiven Überschusses x.

In diesem Falle ist in Gleichung (26) die Größe x ein induktiver Überschuß der Antennenverlängerungsspule r'_a über ϱ_a und die Gleichungen (26), (26a) und (26b) schreiben sich wie folgt

$$r'_2 - (r'_a - \varrho_a) = x \tag{51}$$

$$y_k = -\frac{1}{2}\,(x - \frac{r_2^2}{x}) \tag{51a}$$

$$r'_1 = \delta_0 + x \tag{51b}$$

Den induktiven Überschuß x in dem Antennenkreise (Gleichung 51) und in der Sperre $(r'_2 - \varrho_2)$ kann man ent-

weder dadurch erzeugen, daß man bei unveränderten Kapazitäten die betreffenden Induktanzen um $x\,\Omega$ vergrößert (d. h. zu den Luftdrosseln L_b und L_a noch Windungen zuschaltet) oder dadurch, daß man bei unveränderten Induktanzen die betreffenden kapazitiven Widerstände um x verkleinert. Die erste Änderungsart ist immer ohne weiteres möglich und kann stetig vor sich gehen. Die zweite dagegen nicht immer; wir nehmen trotzdem an, daß die zweite Änderungsart benutzt wird.

§ 18.

Bemerkung:

Widerstand ϱ_b immer im gewünschten Maß verkleinert

Wir machen dabei eine Fiktion, daß der kapazitive werden kann, und daß dies auch für den Antennenkreis der Fall ist; das letztere wäre etwa dann möglich, wenn in Reihe mit der Verlängerungsspule und mit ϱ_a noch ein Kondensator früher gelegen wäre, welcher dann zur Verkleinerung des kapazitiven Widerstandes abgeschaltet werden könnte. Diese Fiktion ist ohne weiteres zulässig, denn die Rechnungsresultate sind im Falle dieser adoptierten zweiten Art der Änderung im wesentlichen dieselben, wie bei der ersten Art (weil die Änderungsgrößen x in beiden Fällen von der Größenordnung r_2 sind und im Ausdruck für die Impedanz für die schädliche Oberwelle es gegenüber den viel größeren Beträgen von a und b nicht viel ausmacht, ob x, wie im Falle der ersten Änderungsart mit ε multipliziert, oder wie im Falle der zweiten Änderungsart, mit ε dividiert wird). Andererseits kann man bei dieser Annahme (der zweiten Änderungsart) den Rechnungsgang viel übersichtlicher gestalten, und zwar ganz analog mit dem Rechnungsgang für die induktive Kopplung.

§ 19. Das Maximum von $Z_{2\varepsilon}$, genaue und angenäherte Lösung.

Bei der Aufstellung des Ausdruckes der Impedanz $Z'_{2\varepsilon}$ wird man hier wiederum, wie beim Fall der induktiven Kopplung, von dem allgemeinen Ausdruck (29) ausgehen, nur daß jetzt in Ausdrücken (30a und 31a) die Größe x dem Zeichen nach geändert und nicht mit ε multipliziert, sondern durch ε dividiert wird, es sind also jetzt:

$$\mathfrak{r}'_{1\varepsilon} = b + \frac{x}{\varepsilon} \tag{52}$$

$$\mathfrak{r}'_{2\varepsilon} = a + \frac{x}{\varepsilon} \tag{52a}$$

Da ferner y_k eine Kapazität ist, so ist $y_{k\varepsilon} = \frac{y_k}{\varepsilon}$, sodaß

$$y_{k\varepsilon} = \frac{-1}{2\varepsilon}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right) \tag{52b}$$

und man jetzt analog der Gleichung (33) für $Z'_{2\varepsilon}$ den Ausdruck hat:

$$z'_{2\varepsilon} = r_{2\varepsilon}\left(1 + \frac{b + \frac{x}{\varepsilon}}{\frac{y_k}{\varepsilon}}\right) + j\left[b + a + \frac{2x}{\varepsilon} + \frac{\left(b + \frac{x}{\varepsilon}\right)\left(a + \frac{x}{\varepsilon}\right)}{\frac{y_k}{\varepsilon}}\right] \tag{53}$$

oder

$$z'_{2\varepsilon} = r_{2\varepsilon}\left[1 - \frac{b + \frac{x}{\varepsilon}}{\frac{1}{2\varepsilon}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right)}\right] + j\left[b + a + \frac{2x}{\varepsilon} - \frac{\left(b + \frac{x}{\varepsilon}\right)\left(a + \frac{x}{\varepsilon}\right)}{\frac{1}{2\varepsilon}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right)}\right] \tag{53a}$$

Man kann hier wiedrum analog den Abkürzungen (34) die folgenden Abkürzungen einführen:

$$\frac{x}{r_2} = \dot{x};\quad \frac{y_k}{r_2} = \dot{y};\quad \text{ferner } \frac{\varepsilon b}{r_2} = \ddot{b};\quad \frac{\varepsilon a}{r_2} = \ddot{a}$$

$$\ddot{\eta} = \frac{\varepsilon\, r_{2\varepsilon}}{r_2} \qquad \ddot{z} = \frac{\varepsilon\, z_{2\varepsilon}}{r_2} \tag{54}$$

so daß die neuen Abkürzungen $\ddot{a}$, $\ddot{b}$ und $\ddot{\eta}$ mit den vorher gebrauchten $\dot{a}$, $\dot{b}$ und $\dot{\eta}$ durch das Verhältnis verknüpft sind:

$$\ddot{b} = \varepsilon^2 \dot{b},\quad \ddot{a} = \varepsilon^2 \dot{a},\quad \ddot{\eta} = \varepsilon^2 \dot{\eta} \quad \text{und}\quad \ddot{z} = \varepsilon^2 \dot{z} \tag{55}$$

Der Ausdruck (53a) für $Z'_{2\varepsilon}$, deren Maximum jetzt gesucht wird, lautet dann wie folgt

$$z'_{2\varepsilon} = \frac{r_2}{\varepsilon}\ddot{\eta}\left(1 - 2\,\frac{\ddot{b} + \dot{x}}{\dot{x} + \frac{1}{\dot{x}}}\right) + j\,\frac{r_2}{\varepsilon}\left[\ddot{b} + \ddot{a} + 2\dot{x} - 2\,\frac{(\ddot{b} + \dot{x})(\ddot{a} + \dot{x})}{\dot{x} + \frac{1}{\dot{x}}}\right]$$

$$= \frac{r_2}{\varepsilon}\left[\ddot{\eta}\left(1 - 2\,\frac{\ddot{b}\dot{x} + \dot{x}^2}{1 + \dot{x}^2}\right)\right.$$

$$\left. + j\left[\ddot{b} + \ddot{a} + 2\dot{x} - 2\,\frac{\dot{x}(\ddot{b} + \dot{x})(\ddot{a} + \dot{x})}{1 + \dot{x}^2}\right]\right]$$

$$\ddot{z}_\varepsilon = \ddot{\eta}\left(1 + \frac{\ddot{b} + \dot{x}}{\dot{y}}\right) + j\left[\ddot{b} + \ddot{a} + 2\dot{x} + \frac{(\ddot{b} + \dot{x})(\ddot{a} + \dot{x})}{\dot{y}}\right] \tag{56}$$

Also: (56a)

$$\ddot{z}_\varepsilon = \ddot{\eta}\left(1 - 2\,\frac{\ddot{b}\dot{x} + \dot{x}^2}{1 + \dot{x}^2}\right) + j\left[\ddot{b} + \ddot{a} + 2\dot{x} - 2\,\frac{\dot{x}(\ddot{b} + \dot{x})(\ddot{a} + \dot{x})}{1 + \dot{x}^2}\right]$$

Dieser Ausdruck ist analog dem Ausdruck (33c), nur daß hier x das andere Zeichen hat. Führt man daher als veränderliche $(-\dot{x})$ oder ξ

wobei
$$\dot{\xi} = -\dot{x} \tag{57}$$

so lautet unsere Gleichung

$$\ddot{z}_\varepsilon = \ddot{\eta}\left(1 + 2\,\frac{\ddot{b}\dot{\xi} - \dot{\xi}^2}{1 + \dot{\xi}^2}\right) + j\left[\ddot{b} + \ddot{a} - 2\dot{\xi} + 2\,\frac{\dot{\xi}(\ddot{b} - \dot{\xi})(\ddot{a} - \dot{\xi})}{1 + \dot{\xi}^2}\right] \tag{58}$$

Dieser Ausdruck ist aber vollkommen ähnlich dem Ausdruck (33c), so daß man bei der Bestimmung des Maximums auf eine analoge biquadratische Gleichung kommt, wie (38a) bzw. 38b), also auch auf die analoge Lösung (d. h. man muß in der vorigen Lösung an Stelle $\dot{a}$, $\dot{b}$ und $\dot{\eta}$ schreiben $\ddot{a}$, $\ddot{b}$ und $\ddot{\eta}$).

Also ist auch hier wie in (39):

$$\left(\xi - \frac{1}{\xi}\right) = k \pm \sqrt{k^2 + 4} = \dot{m}$$

und

$$\xi = \frac{m - \sqrt{m^2 + 4}}{2}$$

(Hier muß das Minuszeichen genommen werden, da $\dot{x}$ positiv, also $\xi\ (= -x)$ negativ ist)

also
$$\boxed{\dot{x} = \frac{+\sqrt{\dot{m}^2 + 4} - \dot{m}}{2}} \tag{59}$$

wobei wie vorher

$$\dot{m} = k - \sqrt{k^2 - 4} = -\left(\sqrt{k^2 + 4} - k\right) \tag{60}$$

(Hier muß nur Minuszeichen genommen werden) und K wie in (39b)

$$k = \frac{\ddot{\eta}^2(\ddot{b}^2 - 1) + (\ddot{a}\ddot{b} - 1)^2 - (\ddot{a} + \ddot{b})^2}{\ddot{\eta}^2 \ddot{b} + (\ddot{a} + \ddot{b})(\ddot{a}\ddot{b} - 1)} \tag{61}$$

oder in $\dot a$, $\dot b$ und $\dot\eta$ ausgedrückt

$$k = \frac{\dot\eta^2 (\dot b^2 - \frac{1}{\varepsilon^4}) + (\dot a \dot b - \frac{1}{\varepsilon^4})^2 - (\frac{\dot a + \dot b}{\varepsilon^2})^2}{\dot\eta^2 \frac{\dot b}{\varepsilon^2} + (\dot a \dot b - \frac{1}{\varepsilon^4}) (\frac{\dot a + \dot b}{\varepsilon^2})} \tag{61 a}$$

also angenähert

$$\boxed{k \cong \frac{\varepsilon^2 \dot a \dot b}{\dot a + \dot b}} \tag{61 b}$$

Durch ähnliche Überlegungen wie im vorigen Fall kann man nachweisen, daß in der Regel der so gefundene, dem Impedanzmaximum entsprechende Wert von $\dot x$ in der Nähe von 1 liegt, so daß man auch hier mit praktisch genügender Näherung den günstigsten Wert von $\dot x = 1$ und von $\dot y = -\frac{1}{2}(\dot x + \frac{1}{\dot x}) = -1$ setzen kann also

$$x \cong - y_k \cong r_2 \text{ wählen.}$$

§ 20.

Zahlenbeispiel:

Die Daten der Ausgangsschaltung Fig. 1 bzw. der Serienschaltung mit Sperrglied nach Fig. 2a seien dieselben wie im vorigen Zahlenbeispiel für die induktive Kopplung, also die Schaltung 2a habe $a = 21{,}2\ \Omega$ und $b = 23\ \Omega$ (für die Unterdrückung der Oberwelle λ_F auf die Hälfte).

z_F wurde dabei gefunden zu $5{,}66\ \Omega + j\,250\ \Omega$ und $|z_F| \cong 250\ \Omega$ oder $\dot z_F = \frac{z_F}{\varepsilon r_2} = \dot\eta + j\,(\dot a + \dot b) \cong 1 + j\,44{,}2\ \Omega$ und $|\dot z_F| \cong 44{,}2\ \Omega$.

Dann ist bei äquivalenter Schaltung nach Fig. 2b, mit kapazitiver Kopplung, die Impedanz wie folgt:

1. Bei maximaler Unterdrückung, nach genauer Formel.

Nach (61a) oder besser nach (61b):

$$k = \frac{1{,}284\,(23 \cdot 21{,}2)}{23 + 21{,}2} = 14{,}05.$$

Nach (60):

$$\dot m = -(\sqrt{14{,}05^2 + 4} - 14{,}05) = -0{,}24$$

Nach (59):

$$\underline{\dot x = \frac{\sqrt{4 + 0{,}24^2} + 0{,}24}{2} = \frac{2{,}25}{2} = 1{,}1}$$

also $$x' = \dot x\, r_2 = 1{,}1\, r_2 = 5{,}5\ \Omega$$

$$\dot y = -\frac{1}{2}\left(1{,}1 + \frac{1}{1{,}1}\right) = -\frac{2{,}01}{2} = 1{,}005$$

$$y_k = \dot y\, r_2 = -5\ \Omega$$

Ferner laut (56) und (54):

$$\dot z_{2F} = \dot\eta\ (1 + \frac{\varepsilon^2 \dot b + \dot x}{\dot y}) + j \left[\dot a + \dot b + \frac{2\dot x}{\varepsilon^2} + \frac{\varepsilon^2 (\dot b + \frac{\dot x}{\varepsilon^2})(\dot a + \frac{\dot x}{\varepsilon^2})}{\dot y} \right] \tag{62}$$

also gegebenenfalls

$$\dot z_{2F} = -(29{,}5 + j\,627)$$
$$|\dot z_{2F}| = 627$$
$$|z'_{2F}| = 627 \cdot \varepsilon r_2 = 3550\ \Omega.$$

2. Bei angenähert maximaler Unterdrückung.

$$x = r_2 \qquad y_k = -r_2$$
$$\dot x = 1 \qquad \dot y = -1.$$

Setzt man in die allgemeine Formel (62) die Werte 1 bzw. -1 für $\dot x$ bzw. $\dot y$, so erhält man:

$$\underline{\dot z_{2F} = -\left[\dot\eta\,\varepsilon^2 \dot b + j\,(\varepsilon^2 \dot a \dot b - \frac{1}{\varepsilon^2})\right]} \tag{63}$$

und angenähert

$$\dot z_F = -\dot\eta\,\varepsilon^2 \dot b - j\,\varepsilon^2 \dot a \dot b \tag{63a}$$

Also gegebenenfalls:

$$\dot z_{2F} = -(29{,}5 + j\,625{,}2)$$
$$|\dot z_{2F}| \cong 625{,}2$$
$$\underline{|z'_{2F}| = 625{,}2 \cdot \varepsilon r_2 = 3540\ \Omega}$$

§ 21.

Bemerkung zum Zahlenbeispiel.

Hätte man im vorigen Zahlenbeispiel den induktiven Überschuß x an beiden Stellen des Kreises nicht durch die Vergrößerung der Kapazitäten, sondern durch Vergrößerung der Induktanzen gebildet (siehe § 18), so wäre das Resultat fast dasselbe; der allgemeine Ausdruck wäre dann:

$$z_{2F} = r_{2F} \left[1 + \frac{b + \varepsilon x}{\frac{y_k}{\varepsilon}} \right] + j \left[b + a + 2\varepsilon x + \frac{(b + \varepsilon x)(a + \varepsilon x)}{\frac{y_k}{\varepsilon}} \right] \tag{64}$$

also

$$\dot z_{2F} = \dot\eta \left[1 + \frac{\varepsilon^2 (\dot b + \dot x)}{\dot y} \right] + j \left[\dot b + \dot a + 2\dot x + \frac{\varepsilon^2 (\dot b + \dot x)(\dot a + \dot x)}{\dot y} \right] \tag{64a}$$

und für $\dot x = 1$ und $\dot y_k = -1$

$$\dot z_{2F} = -\dot\eta\,[\varepsilon^2 (\dot b + 1) - 1] - j\,[\varepsilon^2 (\dot b + \dot x)(\dot a + \dot x) - (\dot b + \dot a + 2)] \tag{64b}$$

Zum besseren Vergleich mit Ausdruck 63a schreiben wir den Ausdruck (64b) wie folgt:

$$\dot z_{2F} = -\dot\eta\,\varepsilon^2 \dot b \left[1 + \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2 \cdot \dot b} \right] - j\,\varepsilon^2 \dot a\, \dot b \left[1 + \frac{(\varepsilon^2 - 1)(\dot a + \dot b + 1) - 1}{\varepsilon^2 \cdot \dot a \dot b} \right] = -\dot\eta\,\varepsilon^2 \dot b\,[1 + \varphi] - j\,\varepsilon^2 \dot a \dot b\,[1 + \chi] \tag{65}$$

wo φ und χ offenbar nur kleine Brüche bedeuten.

Das Verhältnis der Ohm'schen Teile bzw. der Reaktanzteile der zu vergleichenden Impedanzen (63a) und (65) ist $(1 + \varphi)$ bzw. $(1 + \chi)$, also beide nahezu gleich eins; ebenso groß ist also das Verhältnis der beiden Impedanzen.

In unserem Zahlenbeispiel bekämen wir aus Gleichung (64b)

$$\dot z_F = -1{,}284\,(23 + 1) - 1 - j\,[1{,}284\,(23 + 1)(21{,}2 + 1) - (23 + 21{,}2 + 2)] = -29{,}8 - j\,627{,}4$$

$$|\dot z| = 628\ \Omega \text{ und } z_{2F} = \varepsilon r_2 \cdot \dot z = 3555\ \Omega$$

also in der Tat fast dasselbe wie nach Formel (63), (nur etwa ½ % mehr).

§ 22. Vergleich zwischen der kapazitiven und induktiven Kopplung.

Vergleicht man dieses Resultat mit dem entsprechenden bei der induktiven Kopplung, so sieht man, daß die kapazitive Kopplung für die Unterdrückung der oberen Frequenzen gegebenenfalls günstiger ist. Aber auch im allgemeinen ist sie günstiger, wie der Vergleich der Ausdrücke (44a) und (63) zeigt.

Bei der induktiven Kopplung war nämlich:

$$\dot{Z}_{\varepsilon, ind} = \dot{\eta}\,\dot{b} + j(\dot{a}\,\dot{b} - 1)$$

und bei der kapazitiven:

$$\dot{Z}_{\varepsilon, kap} = -\varepsilon^2 \dot{\eta}\,\dot{b} - j\left(\varepsilon^2 \dot{a}\,\dot{b} - \frac{1}{\varepsilon^2}\right)$$

Das Verhältnis der beiden Impedanzen ist

$$\frac{|\dot{Z}_{\varepsilon, kap}|}{|\dot{Z}_{\varepsilon, ind}|} \cong \varepsilon^2 \qquad (66)$$

IV. Schaltung Fig. 2c.

§ 23. Günstigste Verteilung der Sperrglieder.

Nehmen wir an, die Kopplung y sei induktiv; die Schaltung Fig. 2c kann man als aus Fig. 2b in der Weise entstanden denken, daß man, ohne die Äquivalenz der Schaltung 2b mit der Serienschaltung Fig. 2a zu verletzen, einen auf die Grundfrequenz abgestimmten Teil Z_c'' der Sperre Z_b'' in den Antennenkreis versetzt; wir machen dabei eine weitere Annahme, daß r_2 dadurch nur wenig beeinflußt und demnach als konstant betrachtet werden kann; dann bleiben bei der geschilderten Umstellung der Teile des Sperrgliedes die Größen x (induktiver Fehlbetrag an der Antennenseite) und y_k konstant (z. B. beide gleich r_2).

Betrachten wir nun den Ausdruck (29) für die Impedanz $Z'_{2\varepsilon}$. Für seine Größe ist in erster Linie der Betrag seines Reaktanzteiles maßgebend; dieser Teil ist:

$$\mathfrak{R}_{2\varepsilon} = \mathfrak{r}'_{1\varepsilon} + \mathfrak{r}'_{2\varepsilon} + \frac{\mathfrak{r}'_{1\varepsilon}\,\mathfrak{r}'_{2\varepsilon}}{y_k}$$

hier bleibt die Summe $(\mathfrak{r}'_{1\varepsilon} + \mathfrak{r}'_{2\varepsilon})$ konstant; denn das erste Glied verliert beim Herausnehmen des Sperrgliedteiles Z_c'' den Betrag von $\mathfrak{r}_c''\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right)^{\Omega}$, aber das zweite Glied gewinnt ebenso viel durch die Einsetzung dieses Sperrgliedteiles. Im dritten Summand ist der Nenner angenähert konstant angenommen und der Zähler, als Produkt von zwei veränderlichen Größen, veränderlich; da die Summe dieser zwei Faktoren konstant ist, so erreicht das Produkt, wie bekannt, dann das Maximum, wenn die Faktoren einander gleich sind: $\mathfrak{r}'_{1\varepsilon} = \mathfrak{r}'_{2\varepsilon}$.

Es ist also eine derartige Verteilung der Sperrgliedteile am günstigsten, wobei der scheinbare Widerstand des Antennenkreises

$$\mathfrak{r}_c''\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \mathfrak{r}_a\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) - \varepsilon x$$

oder:

$$(\mathfrak{r}'_a + \mathfrak{r}_c'')\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) - \varepsilon x$$

angenähert gleich dem scheinbaren Widerstand des Vorkreises

$$\varepsilon\,\delta_0 + \mathfrak{r}_b''\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right) - \varepsilon x \text{ ist.}$$

Also angenähert

$$\mathfrak{r}_b'' = \mathfrak{r}_c'' + \mathfrak{r}_a \qquad (67)$$

Das bedeutet: so lange das Sperrglied derart ist, daß sein induktiver Teil $\mathfrak{r}_b''$ kleiner ist als $\mathfrak{r}_a$ (der induktive Widerstand $\mathfrak{r}_a$ der „genauen" Verlängerungsspule der Antenne), so ist es günstiger, das ganze Sperrglied im Vorkreise zu setzen. Übersteigt er aber $\mathfrak{r}_a$, so ist es günstiger, den Differenzbetrag auf beide Kreise gleichmäßig zu verteilen, so daß die Gleichung (67) erfüllt wird.

Zusammenfassung.

I.

Zur Unterdrückung von schädlichen Oberwellen in einem Hochfrequenzkreise Fig. 1 kann man sowohl die Schaltung nach Fig 2a wie auch die nach Fig. 2b oder auch die nach Fig. 2c verwenden.

II.

Zunächst wird für die Schaltung Fig. 2a die Größe des Sperrgliedes berechnet, die genügt, um eine bestimmte Oberwelle m-mal zu verkleinern (Gleichung 7).

III.

Um dann die Schaltung Fig. 2b mit der vorigen zu vergleichen, muß man zunächst die Kreise der Schaltung 2b so bemessen, daß sie in bezug auf die Nutzfrequenz mit der Schaltung Fig. 2a und Fig. 1 äquivalent ist.

Die Äquivalenzbedingungen sind:

1. Die Nutzleistung soll sich beim Übergang auf die Schaltung Fig. 2b nicht ändern; d. h. der Antennenstrom soll sich der Größe nach nicht ändern.
2. Die Verhältnisse in allen Vorkreisen dürfen sich dabei auch nicht ändern, dies tritt ein, wenn der vom letzten (dem der Antenne nächststehenden) Transformator abgegebene Strom
   - α) der Phase nach
   - β) der Größe nach

   } derselbe bleibt.

Ist nun die Schaltung Fig. 1 oder 2 gegeben, d. h. ihr Ohmscher Widerstand r_2 und ihr scheinbarer Widerstand δ_0 bekannt, so ergibt sich aus den obigen Äquivalenzbedingungen die folgende Bemessung der äquivalenten Schaltung Fig. 2b.

Eine Konstante kann frei gewählt werden; so kann man z. B. die Differenz x des kapazitiven Widerstandes ϱ_a der Antenne und des induktiven Widerstandes $\mathfrak{r}_a$ der Verlängerungsspule (für die Nutzfrequenz) vorläufig beliebig nehmen. Die übrigen Konstanten werden dadurch bereits eindeutig bestimmt.

Der Widerstand y_k des Kopplungszweiges muß dann sein:

$$y_k = \frac{1}{2}\left(x + \frac{r_2^2}{x}\right)$$

Und der im Vorkreise (vor dem Kopplungszweig y_k liegende) resultierende scheinbare Widerstand $\mathfrak{r}_1'$ muß sein:

$$\mathfrak{r}_1' = \delta_0 - x.$$

Will man also induktiv koppeln (y positiv), so muß x positiv sein (d. h. $\mathfrak{r}_a < \varrho_a$); koppelt man aber kapazitiv, so muß x negativ gewählt sein (d. h. $\mathfrak{r}_a > \varrho_a$).

Von allen möglichen äquivalenten Schaltungen 2b muß man dann diejenige wählen, bei der der Strom der schädlichen Oberfrequenz in der Antenne am meisten unterdrückt ist; man bestimmt also die Größe von x so, daß die resultierende Impedanz des Antennenkreises in bezug auf die betreffende schädliche Oberwelle ein Maximum ist.

Dazu wird diese Impedanz als Funktion von x ausgedrückt und die genauere Lösung der Maximumaufgabe gefunden, dabei stellt sich heraus, daß man mit genügend guter Näherung $x = r_2$ und $y_k = r_2$ setzen kann. Bei der genaueren Lösung ist y_k nur unwesentlich größer als r_2 und x nur um wenige Prozent kleiner (bei induktivem y_k bzw. größer (bei kapazitivem y_k) als r_2.

Ferner wird die Wirksamkeit der induktiven und der kapazitiven Kopplung verglichen und gefunden, daß für Oberwellen die induktive Kopplung und für Unterwellen die kapazitive Kopplung günstiger ist.

Zwei Zahlenbeispiele sind durchgerechnet.

IV.

Schließlich wird bei der Schaltung Fig. 2c die günstigste Verteilung der Sperrglieder untersucht und festgestellt, daß es günstiger ist, das ganze Sperrglied in dem Zwischenkreis (vor dem Kopplungszweig) einzuschalten, wenn die Induktanz L_b kleiner oder gleich ist als die Induktanz L_a der Antennenverlängerung. Ist sie aber größer als L_a, so ist es am günstigsten, ihren Überschuß zwischen beiden Kreisen gleich zu verteilen, so daß also die beiden Kreise nach Möglichkeit gleiche Induktanzen enthalten.

Inhaltsverzeichnis.

Antennenhöhe bei Detektorempfang.

Von **Otto Betz**.

In der Elektrotechnischen Zeitschrift 46 Heft 5, Seite 148 habe ich eine kurze Mitteilung gebracht, in der die Unterschiede des Einflusses der Antennenhöhe bei Detektorempfang und Röhrenempfang auseinander gesetzt worden sind. Während die aufgestellten und begründeten Beziehungen bei Röhrenempfang meines Wissens neu sind, gehört das über den Detektorempfang Gesagte zu altbekannten Dingen, oder sollte doch dazu gehören. Aus eingelaufenen Anfragen und sonstigen Erörterungen mit Fachgenossen habe ich jedoch nachträglich den Eindruck gewonnen, daß die ohne Beweis gegebenen Gesetze des Detektorempfangs doch noch nicht in dieser Zusammenfassung veröffentlicht und begründet worden waren. Es handelt sich dabei um folgendes:

Vorausgesetzt ist eine quasistationäre Kapazitätsantenne; das heißt die Höhe h der horizontalen Leiter der Antenne, also ihres wesentlichen Kapazitätsteiles, über der im übrigen als gut leitend zu denkenden Erdoberfläche, muß klein gegen die Wellenlänge sein. Der größte Teil der Antennen der Praxis erfüllt diese Forderung. Denn aus Gründen der Kosten vermeidet man hohe Antennenträger. Der an eine solche Antenne gekoppelte Detektor entnimmt der unter dem Einflusse eines Strahlungfeldes schwingenden Antenne Leistung. Die Empfangslautstärke ist dabei bekanntlich in ziemlich weiten Grenzen proportional dieser vom Detektor der Antenne entnommenen Leistung. Für die Beschreibung der Vorgänge betrachtet man zweckmäßig den Detektor als einen Ohm'schen Widerstand, der in variabler Kopplung einen in weiten Grenzen beliebig einstellbaren Widerstand R_D in die Antenne „induziert". Bei gegebener Antenne ist die Lautstärke am größten, wenn dieser „induzierte" Widerstand gleich den Verlustwiderständen R_V (in Spulen, Erdung usw.) zuzüglich des Strahlungswiderstandes

$$R_\Sigma = (40 \frac{h}{\lambda})^2$$

gemacht wird. Dieses Optimum läßt sich in der Praxis durch Veränderung der Detektorkopplung leicht finden. Vergrößert man jetzt bei Festhalten der Einstellung der Detektorkopplung, mit anderen Worten bei unverändertem induzierten Detektorwiderstand, die Höhe der Antenne, so steigt

die Lautstärke solange, bis der wachsende Strahlungswiderstand gleich der Summe von induziertem Detektorwiderstand und Verlustwiderstand geworden ist.

$$R_\Sigma = R_D + R_V.$$

Nun ist aber nicht mehr die Bedingung für das Optimum bei veränderlichem R_D erfüllt, durch die ja gefordert ist, daß

$$R_D = R_\Sigma + R_V.$$

Wird daher jetzt wieder die Höhe der Antenne festgehalten, so erreicht man durch Nachstellen der Detektorkopplung eine weitere Vergrößerung der Lautstärke. Nun kann man die Antennenhöhe wieder vergrößern, und so kann fortgefahren werden, bis schließlich der Höhe der Antenne eine Grenze wegen zu großer Abweichungen von der quasistationären Stromverteilung oder wegen des Kostenpunktes gesetzt ist. Die Höhe der Antenne spielt dabei für die Lautstärke eine um so fühlbarere Rolle, je größer die Verlustwiderstände R_V sind. Verschwindet nämlich R_V, so wird die aus dem Strahlungsfelde der Antenne zufließende Energie unabhängig von der Höhe der Antenne, wenn nur immer $R_D = R_\Sigma$ gehalten wird. Dies hat zuerst R. Rüdenberg gezeigt. — Ann. Phys. 25, 455, 1908. — Da in der Praxis die Verlustwiderstände selbstverständlich nicht zu beseitigen sind, bringt innerhalb der durch die quasistationären Bedingungen gezogenen Grenzen Antennenhöhe bei Detektorempfang Lautstärke.

Bevor ich zur näheren Begründung dieser Behauptungen übergehe, möchte ich noch ausdrücklich auf eine in der Funktechnik verbreitete irrige Auffassung über die Ursachen des ja aus der Praxis gut bekannten Einflusses der Antennenhöhe auf die Lautstärke hinweisen. Das erwähnte Rüdenberg'sche Gesetz hat zu der Meinung geführt, „theoretisch" dürfe die Antennenhöhe keine Einwirkung auf die Lautstärke bei Detektorempfang haben. Diese Vorstellung ist auch durch das beliebte Lehrbuch von Hans Rein, 1917, Seite 241, verbreitet worden. Nach Ableitung des Rüdenberg'schen Gesetzes ist da gesagt:

„Daraus könne man folgern, daß . . . die dem Indikator zugeführte Leistung als unabhängig von der Luftleiterhöhe anzusehen ist. Dieser Schluß steht im gewissen Sinne im Widerspruch mit der praktischen Erfahrung, nach der stets beobachtet wird, daß bei einer Antennenerhöhung unter Beibehaltung der Betriebswellenlängen die Empfangslautstärke zunimmt. Die von der Rechnung abweichende Erscheinung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die in unmittelbarer Nähe des Erdbodens befindlichen Strahldrähte von den ankommenden Wellen wegen der meist vorhandenen örtlichen Hindernisse in geringerem Maße erregt werden, als die höher gelegenen."

Hierzu ist zu bemerken, daß auch bei vollkommen frei liegenden Antennen, z. B. auf dem Meere, die Lautstärke mit der Antennenhöhe zunimmt. Auch darf man keinesfalls glauben, daß in Gelände mit mäßigen Höhenunterschieden innerhalb des normalen Bereiches der Antennenausdehnung nach oben merkbare Unterschiede der Feldstärken zu verzeichnen wären. Alle Messungen sprechen dagegen. Die Zusammenhänge sind vielmehr die eingangs auseinandergesetzten, für die der noch ausstehende Beweis nunmehr nachgeholt werden soll.

Die Beweisführung bewegt sich ausschließlich in wohlbekannten Gebieten. Zunächst bringe ich einige Sätze über den „induzierten" Widerstand, dann das erwähnte Rüdenberg'sche Gesetz, und schließlich die Konsequenzen für die mit Verlusten behaftete Antenne.

1. Der „induzierte" Widerstand.

Fig. 1 veranschaulicht die Verhältnisse. R_2 ist ein Ohm'scher Widerstand an Stelle unseres Detektors. Er sei, wie es der Wirklichkeit meist entspricht, so groß, daß die

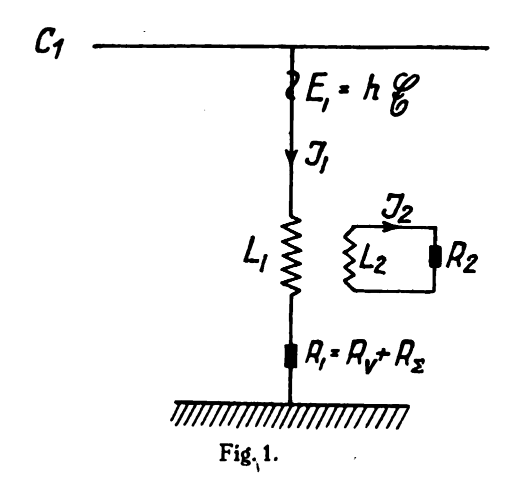


Fig. 1.

sonstigen Widerstände des Kreises 2 nicht gegen ihn in Betracht kommen. In der üblichen symbolischen Schreibweise gilt:

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{R}_1}; \qquad \mathfrak{J}_2 = \frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{R}_2}$$

wobei $\mathfrak{R}_1 = R_1 + i\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)$; $\mathfrak{R}_2 = R_2 + i\,\omega L_2$

und $\mathfrak{E}_1 = E_1 - i\,\omega L_{12}\mathfrak{J}_2$; $\mathfrak{E}_2 = - i\,\omega L_{12}\mathfrak{J}_1$

(E_1 ist die aus dem Strahlungsfelde wirksame elektromotorische Kraft.)

Nach Ersatz von $\mathfrak{E}_1$ und $\mathfrak{E}_2$ durch die angegebenen Ausdrücke und einige Umformungen erhält man:

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{E_1}{\mathfrak{R}_1 + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{\mathfrak{R}_2}}; \qquad \mathfrak{J}_2 = \frac{-i\,\omega L_{12}\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{R}_2} \tag{1}$$

Im Nenner des links stehenden Ausdrucks ist der zu $\mathfrak{R}_1$ hinzutretende Bruch $\frac{\omega^2 L_{12}^2}{\mathfrak{R}_2}$ der komplexe induzierte Widerstand $\mathfrak{R}_{ind}$, während als induzierter Widerstand schlechthin R_{ind} der reelle Teil dieses Bruches zu gelten hat

$$R_{ind} = \mathfrak{Re}\,\{\mathfrak{R}_{ind}\} = \mathfrak{Re}\left\{\frac{\omega^2 L_{12}^2}{\mathfrak{R}_2}\right\}.$$

Man erkennt nun aus den beiden Formeln für $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$ leicht folgenden Satz:

„Die mittlere Wärmeentwicklung im Kreise 2 ist gleich der scheinbaren Wärmeentwicklung im induzierten Widerstand des Kreises 1." Denn

$$|\mathfrak{J}_2|^2\,\mathfrak{Re}\,\{\mathfrak{R}_2\} = \frac{\omega^2 L_{12}^2\,|\mathfrak{J}_1|^2}{|\mathfrak{R}_2|^2}\,\mathfrak{Re}\,\{\mathfrak{R}_2\}$$

und $|\mathfrak{J}_1|^2\,\mathfrak{Re}\,\{\mathfrak{R}_{ind}\} = |\mathfrak{J}_1|^2\,\omega^2 L_{12}^2\,\mathfrak{Re}\left\{\frac{1}{\mathfrak{R}_2}\right\}$

$$= \omega^2 L_{12}^2\,|\mathfrak{J}_1|^2\,\frac{\mathfrak{Re}\,\{\mathfrak{R}_2\}}{|\mathfrak{R}_2|^2}.\text{[1]}$$

Somit ist.

$$\frac{1}{2}\,|\mathfrak{J}_2|^2 R_2 = \frac{1}{2}\,|\mathfrak{J}_1|^2 R_{ind} \tag{2}$$

[1] Es ist nämlich, wenn $z = a + i\,b$,

$$\mathfrak{Re}\left\{\frac{1}{z}\right\} = \mathfrak{Re}\left\{\frac{a - i\,b}{a^2 + b^2}\right\} = \frac{a}{|z|^2}$$

oder in anderer Schreibweise $\mathfrak{Re}\left\{\frac{1}{z}\right\} = \frac{\mathfrak{Re}\,\{z\}}{|z|^2}$.

was vorher in Worten ausgedrückt wurde. Die Gültigkeit dieses Satzes ist im übrigen unabhängig von der gewählten Kopplungsart. Bei anderer Kopplungsart würde sich sowohl der Ausdruck (1) für $\mathfrak{J}_2$ als auch der für $\mathfrak{R}_{ind}$ derart ändern, daß die Ausrechnungen von $|\mathfrak{J}_2|^2 R_2$ und $|\mathfrak{J}_1|^2 R_{ind}$ stets auf gleiche Resultate führen. In unserem Falle ist der induzierte Widerstand

$$R_{ind} = R_D = \Re e \left\{ \frac{\omega^2 L_{12}^2}{\mathfrak{R}_2} \right\} = \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}$$

Durch Veränderung der Kopplung hat man es also in der Hand, ihn in weitem Bereich beliebig zu wählen. Die Detektorleistung A_D, die eine der Lautstärke proportionale Größe ist, erhalten wir nach (2) als

$$\frac{1}{2} |\mathfrak{J}_1|^2 R_{ind}.$$

Dieser Wert soll möglichst groß werden. Unter Berücksichtigung von (1) ist

$$A_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_1^2 R_{ind}}{|\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_{ind}|^2}$$
$$= \frac{E_1^2 R_{ind}}{(R_1 + R_{ind})^2 + (\mathfrak{Jm}\{\mathfrak{R}_1\} + \mathfrak{Jm}\{\mathfrak{R}_{ind}\})^2}.$$

Bei Herstellen von Resonanz wird im Nenner das Quadrat der Summe der imaginären Teile der komplexen Widerstände — der Reaktanzen — null gemacht. Daß für größte Lautstärke des Detektorempfangs in der Praxis nur der Resonanzfall in Frage kommt, erörtere ich als zu geläufig nicht weiter. Die Beziehung für A_D vereinfacht sich dann zu

$$A_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_1^2 R_{ind}}{(R_1 + R_{ind})^2} \tag{3}$$

sie hat bekanntlich ein Maximum, wenn

$$R_{ind} = R_1$$

In unserem Falle also, wenn

$$\frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} = R_1.$$

Hiernach ist die günstigste Kopplung vorhanden, wenn

$$L_{12}^2 = \frac{R_1 (R_2^2 + \omega^2 L_2^2)}{\omega^2 R_2}.$$

Auf diesem Wert hat man L_{12} zu halten, um größte Lautstärke zu erzielen.

Man wird jedoch nicht übersehen dürfen, daß in dieser Formel zwar L_{12} und L_2 wohl definierte und leicht zu bestimmende Größen sind, nicht aber R_2, wenn es sich, wie in dem vorliegenden Falle, um einen Detektor handelt. Nicht der Ohm'sche Widerstand eines Detektors ist sein wesentliches Charakteristikum (schon eher das Verhältnis seiner Widerstände bei positiver und negativer Stromrichtung), sondern seine Ergiebigkeit an Gleichstromleistung, die er dem Telephon zuführt. Die Wärmeentwicklung im Detektor ist eine zwar unvermeidbare aber unerwünschte Nebenerscheinung. Man kann aber die letzte bzw. vorletzte Formel grundsätzlich dazu benutzen, um experimentell, wenn praktisch auch nur mit mäßiger Genauigkeit, zu bestimmen, was als Äquivalent an Ohm'schen Widerstand im Kreise 2 einzusetzen wäre, so daß die Detektorleistung — Gleichrichterleistung + Wärmeentwicklung — gleich der Wärmeentwicklung in diesem Ohm'schen Ersatzwiderstande ausfällt. Nur im Interesse des einfachen Beweises des Satzes (2), zur Einführung in den Begriff der Rechengröße „induzierter Widerstand", war mit der speziellen Art einer Leistung, nämlich der Wärmeentwicklung in einem Ohmschen Widerstande in einem an den primären Stromkreis angekoppelten zweiten Kreis gearbeitet worden. Es läßt sich vielmehr ganz allgemein sagen:

„Jede Art von Energieumsetzung außerhalb des primären linearen Leiters, die aber die elektrischen Vorgänge in dem primären Leiter zur Ursache hat, sei es Wärmeentwicklung, Periodentransformation (einschließlich Gleichrichtung) oder endgültiger Abtransport schwingender Energie (Strahlung), läßt sich im Falle stationärer Schwingungen auch ausdrücken als Produkt aus dem Quadrate des effektiven Stromes in dem primären linearen Leiter und aus einer Rechengröße, die herkömmlicherweise Widerstand genannt wird."

Diese auf Grund des Energieprinzipes ja selbstverständliche Ausdrucksmöglichkeit läßt sich auch zu folgendem Satz umkehren:

„Energieumsetzungen außerhalb des linearen primären Leiters, die durch stationäre Vorgänge im primären Leiter verursacht sind, induzieren einen Widerstand in dem primären Leiter."

Die Redeweise — „induzieren" einen Widerstand — hat folgende physikalische Unterlage: Wie in den weiter oben gemachten Ansätzen für die Verhältnisse mit dem angekoppelten Kreise zu der elektromotorischen Kraft E_1 eine Kraft $-i\,\omega L_{12}\,\mathfrak{J}_2 = -\frac{\omega^2 L_{12}^2 \mathfrak{J}_1}{\mathfrak{R}_2}$ hinzutrat, die ja nichts anderes als das Linienintegral eines elektrischen Feldes längs des primären linearen Leiters ist, so bewirkt auch jede andere Energieumsetzung in dem erwähnten Zusammenhang am primären Leiter ein zusätzliches elektrisches Feld. Wenn man die Felderzeugung als „Induktion" bezeichnet, dann ist auch der Ausdruck „induzierter" Widerstand der naheliegendste. Erscheint doch von diesem induzierten, dem primären Strome irgendwie proportionalen Felde ein Proportionalitätsfaktor nach Umformung der Ansätze in das übliche dem Ohm'schen Gesetz nachgeahmte Schema als Zusatz zu dem ursprünglichen Widerstand des primären Leiters [2]).

Die in der Antennentheorie gebräuchlichen Begriffe, wie Strahlungswiderstand, Erdwiderstand, sind somit ebenfalls „induzierte" Widerstände. Im folgenden soll jedoch die Bezeichnung R_{ind} bzw. $\mathfrak{R}_{ind}$ dem aus dem angekoppelten Detektorkreise induzierten Widerstand bzw. komplexen induzierten Widerstand vorbehalten bleiben.

2. Das Rüdenberg'sche Gesetz.

Nimmt man jetzt eine idealisierte Antenne an, in der die Verlustwiderstände verschwinden, so wird in (3)

$$R_1 = R_\Sigma,$$

dem zur Erreichung größter Lautstärke nun auch bei etwaigen Veränderung der Antennenhöhe stets R_{ind} gleich zu machen ist. Der Ausdruck (3) bekommt dann folgende Form:

$$A_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_1^2 R_\Sigma}{2 R_\Sigma^2} = \frac{E_1^2}{4 R_\Sigma}$$

und wegen $R_\Sigma = (40 \frac{h}{\lambda})^2$

$$A_D = \frac{E_1^2}{4 \cdot (40 \frac{h}{\lambda})^2}$$

[2]) Wenn das Linienintegral des in Rede stehenden zusätzlichen induzierten Feldes z. B. $-p\,\mathfrak{J}_1$ ist, so hat man folgende einfache Entwicklung:

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{R}_1}\,;\ \mathfrak{E}_1 = E_1 - p\,\mathfrak{J}_1\,;\ \text{also}\ \mathfrak{J}_1 = \frac{E_1}{\mathfrak{R}_1} - \frac{p\,\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{R}_1}\,;$$

$$\mathfrak{J}_1 \left(1 + \frac{p}{\mathfrak{R}_1}\right) = \frac{E_1}{\mathfrak{R}_1}$$

$$\text{und schließlich}\ \mathfrak{J}_1 = \frac{E_1}{\mathfrak{R}_1 + p}.$$

E_1 ist die Amplitude der aus dem Strahlungsfelde wirksamen elektromotorischen Kraft. Diese hat bei unserer quasistationären Kapazitätsantenne und bei dem annähernd vorhandenen vertikalen Felde der Amplitude $\mathfrak{F}$ den Wert

$$E_1 = h\,\mathfrak{F}.$$

Dies in die vorherige Formel eingesetzt, gibt

$$A_D = \frac{\mathfrak{F}^2\,h^2}{6400\,\frac{h^2}{\lambda^2}} = \frac{\mathfrak{F}^2\,\lambda^2}{6400} \qquad (4)$$

als größte Leistung, die überhaupt einem Detektor zufließen kann. Ich bezeichne sie wegen Rüdenberg mit $A_{Rüd}$. Die Höhe der Kapazitätsantenne spielt in diesem Falle völliger Verlustfreiheit der Antenne keine Rolle. Nebenbei bemerkt auch nicht die sonstige Form, so erhält man z. B. für eine verlustfreie Induktivitätsantenne (vulgo Rahmenantenne) den gleichen Wert der Detektorleistung.

3. Konsequenzen für die mit Verlusten behaftete Antenne.

Läßt man die idealisierende Voraussetzung völliger Verlustfreiheit wieder fallen, so muß im Ausdruck (3) beim Anstreben höchster Lautstärke R_{ind} gleich R_1, oder in erweiterter Form geschrieben $R_{ind} = R_V + R_\Sigma$ gehalten werden. Es wird dann

$$A_D = \frac{h^2\,\mathfrak{F}^2\,(R_V + R_\Sigma)}{4\,(R_V + R_\Sigma)^2} = \frac{h^2\,\mathfrak{F}^2}{4\,(R_V + R_\Sigma)}$$

$$= \frac{h^2\,\mathfrak{F}^2}{4\,R_\Sigma\,(1 + \frac{R_V}{R_\Sigma})}.$$

Da nach dem Vorhergehenden $\frac{h^2\,\mathfrak{F}^2}{4\,R_\Sigma}$ das Rüdenberg'sche Maximum $A_{Rüd}$ ist, kann man schreiben

$$A_D = A_{Rüd} \cdot \frac{1}{(1 + \frac{R_V}{R_\Sigma})} \qquad (5)$$

Daß heißt die Detektorleistung nähert sich dem höchsten überhaupt erreichbaren Grenzwerte um so mehr, je kleiner das Verhältnis von Verlustwiderständen zum Strahlungswiderstand gewählt werden kann. Sind die Verlustwiderstände gegeben, so wird das Verhältnis mit zunehmendem Strahlungswiderstande $R_\Sigma = 1600\,\frac{h^2}{\lambda^2}$ kleiner, mit Vergrößerung von h steigt also die Lautstärke in Übereinstimmung mit der anfänglichen Behauptung. Die Abschirmung des unteren Teiles der Empfangsantenne braucht nicht zur Begründung herangezogen werden.

Wie sich der Einfluß der Höhe auf die Lautstärke je nach der Größe der Verlustwiderstände bemerkbar macht, erkennt man aus einer näheren Betrachtung des Faktors

$$\frac{1}{1 + \frac{R_V}{R_\Sigma}} = \frac{R_\Sigma}{R_V + R_\Sigma} = \xi$$

aus Formel (5). R_V kann also als ziemlich unabhängig von Veränderungen der Antennenhöhe gelten. Man denke daran, daß in der Regel die Hauptverluste einer Kapazitätsantenne in der Erdung liegen. Die größte Wärmeentwicklung in der Erde findet dort statt, wo die Stromdichte am größten wird. Dies ist in der Nähe des Erdungspunktes der Fall, da dort die Stromlinien sich zusammendrängen. Durch Änderung der Antennenhöhe ändert sich an der Stromverteilung in der Nähe des Erdungspunktes nichts Merkbares. Es dürfte somit ein ungefähr richtiges Bild vom Einfluß der Höhe auf die Lautstärke erhalten werden, wenn R_V als Konstante behandelt wird [3]).

Solange die Antenne sehr niedrig ist, so daß bei normalen Verlusten R_Σ gegen R_V zurücktritt, wird

$$\xi = \frac{R_\Sigma}{R_V} = \frac{1600\,h^2}{\lambda^2\,R_V}.$$

Die Lautstärke steigt im Bereiche dieser Voraussetzung also mit dem Quadrat der Höhe an. Zur Veranschaulichung der Verhältnisse in einem weiteren Bereiche möge Fig. 2 dienen. Die Kurvenschar gibt Werte von ξ für $R_V = 0{,}5$; 1; 2; 4 und 8 Ohm. Als Abszisse ist der allgemeineren Brauchbarkeit der Kurven zuliebe nicht h, sondern $\frac{h}{\lambda}$ gewählt. Die Figur zeigt, daß bei sehr kleinen Verlusten in der Antenne schon eine geringe Höhe genügt, um nahezu das ideale Rüdenberg'sche Maximum der Lautstärke zu gewinnen. Eine weitere Erhöhung der Antenne bleibt dann ohne merkbaren Einfluß, während bei großen Verlusten in der Antenne noch bei ziemlichen Antennenhöhen weitere Höhensteigerung sehr merkbare Zunahmen an Lautstärke bedingen.

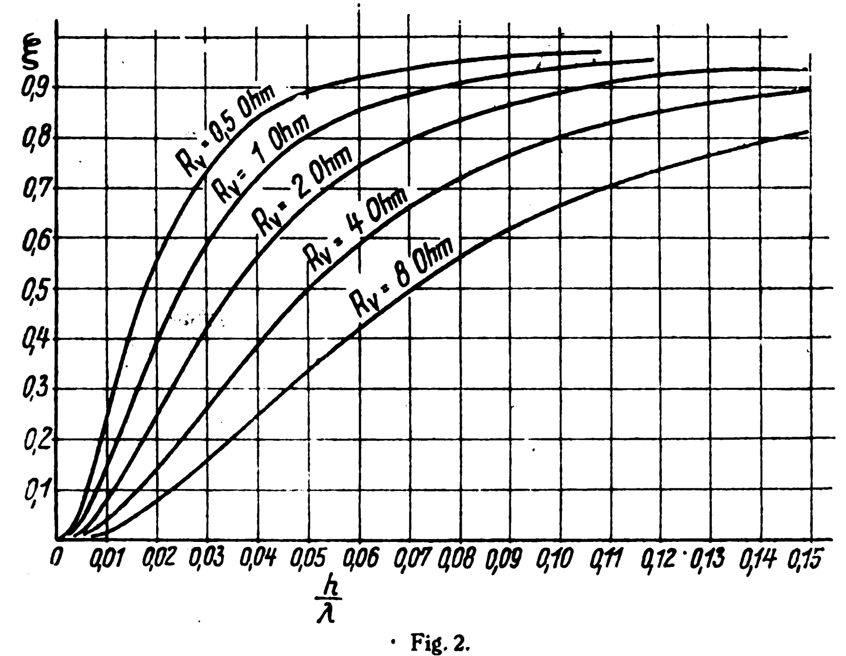


Fig. 2.

Stellt man sich die Aufgabe, 80 % des Rüdenberg'schen Maximums zu erhalten, und damit kann man sich in der Praxis begnügen (denn den Lautstärkenunterschied gegen das volle Maximum würde das Ohr nicht wahrnehmen), so muß sein

$$\xi = \frac{4}{5} = \frac{1}{1 + \frac{R_V}{R_\Sigma}}$$

$$\frac{R_V}{R_\Sigma} = \frac{5}{4} - 1 = \frac{1}{4}$$

$$R_\Sigma = 4\,R_V = 1600\,\frac{h^2}{\lambda^2}$$

$$\text{und } h = \frac{\lambda}{20}\sqrt{R_V}.$$

[3]) Fig. 2 gestattet bequem, auch ein Bild von den Lautstärkeverhältnissen bei sich mit der Höhe änderndem R_V zu gewinnen, ähnlich wie bei den üblichen Kurvenscharen einer Röhrencharakteristik eine Arbeitskurve durch Berücksichtigung der Änderung der Anodenspannung erhalten wird.

Faßt man zur greifbaren Gestaltung des Inhaltes dieses Resultates eine bestimmte Wellenlänge, z. B. 500 m ins Auge, so müßte bei 4 Ohm Verlustwiderstand

$$h = 50 \text{ m}$$

und bei 1 Ohm Verlustwiderstand

$$h = 25 \text{ m}$$

sein. Um noch einen Begriff von der Größenordnung der dann erreichten Detektorleistung zu geben, hat man das Rüdenberg'sche Maximum zu berechnen

$$A_{Rüd} = \frac{\mathfrak{F}^2 \lambda^2}{6400}.$$

Es möge mittleren Verhältnissen entsprechend $\mathfrak{F} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{Volt}{m}$ sein, dann wird

$$\frac{4}{5} A_{Rüd} \sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ Watt}.$$

Der Zweck dieser Arbeit war, das eingangs geschilderte Verhalten der Lautstärke bei Detektorempfang zu begründen. Es wird daher wohl noch ein Beweis für die Behauptung erwartet, daß bei Vergrößerung der Antennenhöhe und Festhalten der vorher auf Optimum eingestellten Detektorkopplung die Lautstärke steigt. Vorausgeschickt sei, daß eine Erhöhung der Antenne nicht unter allen Umständen eine Erhöhung der Lautstärke bewirkt. Wenn z. B. infolge falsch konstruierter Kopplungsvorrichtung der Detektor nicht genügend fest gekoppelt werden konnte, dann kann auch der Fall eintreten, daß bei einer Vergrößerung der Antennenhöhe die Lautstärke sinkt.

Nach Gleichung (3) ist die Detektorleistung

$$A_D = \frac{1}{2} \frac{E_1^2 R_{ind}}{(R_1 + R_{ind})^2}.$$

Ersetzt man wieder R_1 durch $R_\Sigma + R_V = 1600 \frac{h^2}{\lambda^2} + R_V$ und E_1 durch $h\mathfrak{F}$, so wird

$$A_D = \frac{\mathfrak{F}^2}{2} R_{ind} \frac{h^2}{\left(1600 \frac{h^2}{\lambda^2} + R_V + R_\Sigma\right)^2}$$

und man sieht unter Berücksichtigung des Umstandes, daß jetzt nur h veränderlich gedacht ist, folgendes: Solange h so klein bleibt, daß $1600 \frac{h^2}{\lambda^2}$ gegen $R_V + R_{ind}$ zurücktritt, ist

$$A_D \sim \frac{\mathfrak{F}^2}{2} R_{ind} \frac{h^2}{(R_V + R_{ind})^2}$$

Die Lautstärke wächst also mit h^2. Kehren sich bei weiterer Vergrößerung von h die Verhältnisse um, so daß $1600 \frac{h^2}{\lambda^2}$ sehr groß gegen $R_V + R_{ind}$ wird, so ist

$$A_D \sim \frac{\mathfrak{F}^2}{2} R_{ind} \frac{\lambda^2}{1600^2 h^2}.$$

Die Lautstärke sinkt also jetzt mit zunehmender Höhe. Ein Anstieg der Lautstärke tritt nur ein, wenn die zwischen den beiden Höhenbereichen steigender und fallender Lautstärke liegende Höhe größter Lautstärke für festes R_V und R_{ind} noch nicht überschritten ist. Die Bedingung für diese Höhe größter Lautstärke ergibt die elementare Optimumsrechnung

$$\frac{dA_D}{dh} = 0 = \frac{2h}{\left(1600 \frac{h^2}{\lambda^2} + R_V + R_{ind}\right)^2} - \frac{h^2 \cdot 2 \cdot 1600 \frac{h}{\lambda^2}}{2\left(1600 \frac{h^2}{\lambda^2} + R_V + R_{ind}\right)^2}$$

$$\text{somit } 1600 \frac{h^2}{\lambda^2} = R_V + R_{ind}$$

$$\text{und } R_\Sigma = R_V + R_{ind}$$

in Übereinstimmung mit der eingangs aufgestellten Behauptung. Hat man also bei fester Antenne $R_{ind} = R_V + R_\Sigma$ gemacht, dann ist R_Σ kleiner als das Optimum für variables h verlangt, und eine Steigerung von R_Σ durch Erhöhung der Antenne bringt Lautstärke, bis $R_\Sigma = R_V + R_{ind}$ geworden ist. Eine Antennenerhöhung darüber hinaus bei festem R_V und R_{ind} würde einen Abfall an Lautstärke mit sich bringen. Nur wenn immer wieder durch Nachstellen der Kopplung $R_{ind} = R_V + R_\Sigma$ gemacht wird, kann mit einer weiteren Erhöhung der Antenne ein Lautstärkeanstieg erhalten werden, wie er durch den Ausdruck (5) bzw. Fig. 2 festgelegt worden ist.

Ein Laboratoriums-Röhrensender für 200-kW-Leistung.

Von **Balth. van der Pol jr.** und **K. Posthumus.**

Die Tatsache, daß jetzt große Hochfrequenzleistungen erzielt werden können mittels wassergekühlter Senderöhren, veranlaßte in diesem Laboratorium die Herstellung einer Sendeanlage zur Prüfung neuer Triodentypen.

Genaue Messungen an schwingenden Trioden in dieser Sendeanordnung, die, abgesehen von der Kunstantenne, die mit einem Widerstand ausgestattet ist als Ersatz des Strahlungswiderstandes einer gewöhnlichen Antenne, in elektrischer Hinsicht die normalen Abmessungen einer 200-kW-Station hat, wurden vor einigen Monaten angestellt. Wir beschreiben diese hier kurz.

Zuerst geben wir einige Einzelheiten von den neuesten Typen wassergekühlter metallener Senderöhren, mit welchen alle Messungen vorgenommen wurden.

Fig. 1 stellt eine Außenansicht der Röhre dar, und daneben dieselbe Röhre, wobei aber die Anode sich in einem Kühlmantel befindet, durch welchen Wasser geleitet werden kann. Wie aus der Figur hervorgeht, befindet sich die Zuführung für den Glühstrom oben an der Röhre, während die Gitterzuführung an der Seite angebracht ist. Das hat sich als zweckmäßig ergeben wegen der hohen Spannungen, die im Betrieb zwischen Gitter und Glühfaden entstehen können.

Der Anodenanschluß wird in einfacher Weise durch Verbindung mit dem Kühlmantel ausgeführt. Die Gesamthöhe der Senderöhre ist 57 cm.

Die Wasserkühlung der Anode wurde möglich gemacht durch die Entwicklung einer Lasche zwischen Glas und Metall, die luftdicht und mechanisch genügend fest ist. Als ein sehr geeignetes Material für die Anode ergab sich eine Chromeisenart, die ungefähr denselben Ausdehnungskoeffizienten hat wie Glas, und von flüssigem Glas benetzt wird, wodurch eine zuverlässige Lasche zwischen diesem Material und Glas möglich ist. Der Anodendurchmesser beträgt auswendig 60 mm, inwendig 54 mm.



Von oben her gestützt befinden sich innen in der Anode das Gitter und der Heizdraht. Das Gitter setzt sich zusammen aus einer Wicklung von Wolframdraht durch Wolframstangen getragen.

Der Heizdraht ist ausgebildet in Form von zwei parallelgeschalteten V's. Auf halber Höhe sind Äquipotentialpunkte der beiden V's durch ein kurzes dünnes Wolframdrähtchen verbunden, wodurch das Ganze an Festigkeit gewinnt. Der Glühfaden ist nach außen geführt mittels Laschen der gleichen Art, wie oben beschrieben, mit kleineren Abmessungen. Die normale Heizspannung ist 17—18 Volt und der normale Heizstrom ungefähr 80 Amp.

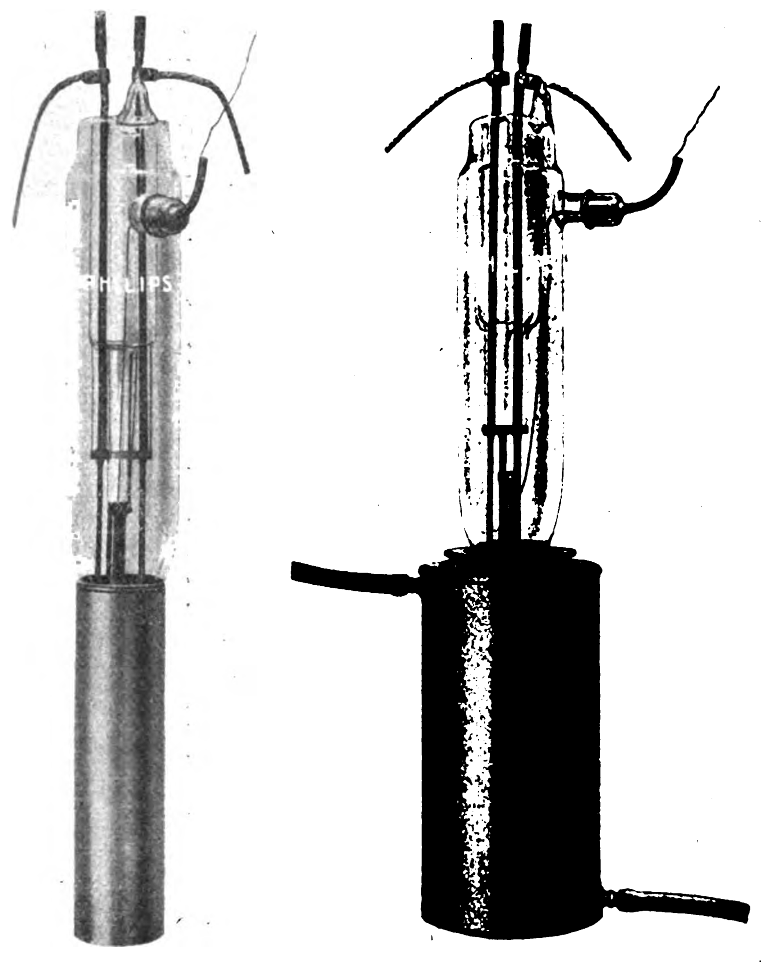


Fig. 1.

Zur Verhütung von Elektrolyse des Glases sind die auswendigen Heizdrahtpole hohl ausgeführt. Durch diese Röhrchen wird im Betrieb Luft geblasen zur Kühlung der Laschen. Im allgemeinen ist es günstig, auch die große Anodenlasche mit Luft zu kühlen.

Auch die Dioden, die die Wechselspannung des Hochspannungstransformators gleichrichten, sind in derselben Weise durchgebildet, und auch deren Anoden werden mittels Wasser gekühlt.

Fig. 2 gibt die Anodenstromkennlinie der Triode für 8000, 10 000 und 12 000 Volt Anodenspannung, gemessen bis zu einer Anodenleistung von 30 kW. Daraus ergeben sich die nachfolgenden Zahlen für den Durchgriff D, die Steilheit S und den inneren Widerstand Ri: $D = 0{,}025$, $S = 13$ mA/Volt, $Ri = 3000$ Ohm.

Wir gehen jetzt über zu einer Beschreibung der Wirkung der Trioden in ihren Kreisen, die gewählt sind mit Rücksicht auf große Leistung und hohen Wirkungsgrad.

Wie bekannt, schließt eine lineare Theorie der Triodenschwingungen auf einen Wirkungsgrad $\eta = 50\,\%$. Dieser Wirkungsgrad kann aber beträchtlich verbessert werden durch passende Ausnutzung der Krümmungen in der Kennlinie, mit deren Hilfe man eine Stoßerregung erreichen kann,

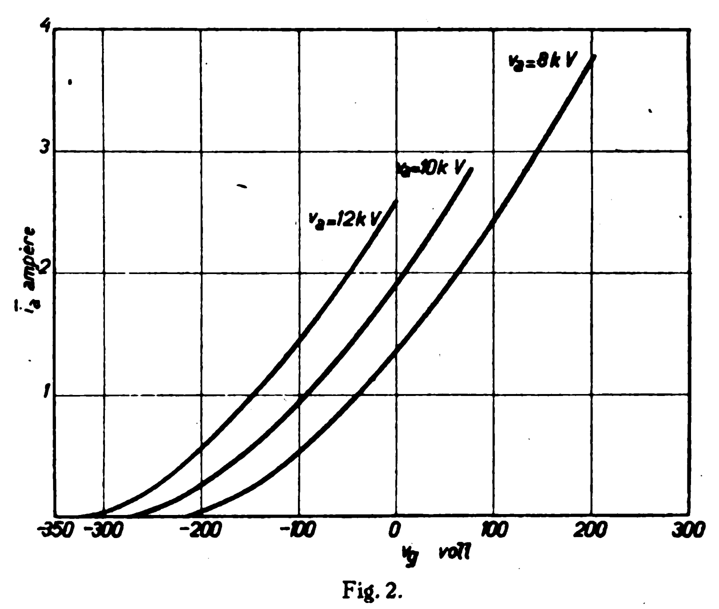


Fig. 2.

wobei der Anodenstrom jedesmal nur während eines kurzen Teils der Gesamtperiode übergeht. Die Theorie dieser Stoßerregung kann im folgenden zusammengefaßt werden.

Typisch für eine Stoßerregung ist ein Pendel, dessen Geschwindigkeit in bestimmten äquidistanten Momenten mit

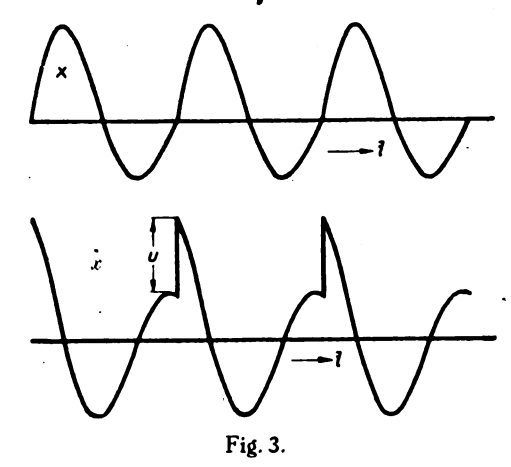


Fig. 3.

einem bestimmten Betrag u erhöht wird. Zwischen zwei Stößen ist die Bewegung des Pendels eine gewöhnliche gedämpfte Schwingung. Wenn nach längerer Zeit die Bewegung rein periodisch geworden ist, ist nach Fig. 3 der Ausschlag x eine stetige, jedoch die Geschwindigkeit $\dot{x}$ eine unstetige Funktion der Zeit. Die Differentialgleichung für ein derartiges System ergibt sich als:

$$\frac{d\dot{x}}{dt} + 2\,\alpha\,\dot{x} + \omega^2 \int \dot{x}\,dt = 2\,\alpha\,f(t)$$

wo $f(t)$ Stöße darstellt mit einem Betrage u auf den Zeitpunkten $t = 0,\ \tau,\ 2\,\tau,\ \ldots\ n\,\tau$ usw.

Wählt man jetzt z. B. die Stoßperiode τ der Periode der freien Schwingung gleich, also

$$\tau = \frac{2\,\pi}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}}$$

so findet man [1]), gültig für die Zeitdauer einer Periode, für x den Ausdruck

$$x = \frac{u \sin 2 \pi \varepsilon}{\sqrt{\omega^2 - a^2} \cdot \left(1 - e^{\frac{-2 a \pi}{\sqrt{\omega^2 - a^2}}}\right)} \cdot e^{\frac{-a}{\sqrt{\omega^2 - a^2}} \cdot 2 \pi \varepsilon}$$

ε läuft in der Zeitdauer zwischen zwei Stößen von 0 bis 1. Hieraus ergibt sich sofort, daß x am Ende jeder Periode τ sich unstetig um einen Betrag u ändert.

Die Gesamtenergie, herrührend von den unendlich kurzen Stößen u, wird dem Pendel übertragen, der Wirkungsgrad η bei diesem theoretischen Experiment ist somit gleich eins:

$$\eta = 1.$$

Bei einem Röhrensender kann nun, wenn man das Gitter im Mittel sehr negativ macht, wodurch der Anodenstrom nur während eines Bruchteils der Periode durchgelassen wird, eine derartige Wirkung erzielt werden. Man kann sich nämlich vorstellen, daß bei jedem Stromstoß der Antennenkondensator eine Ladungszunahme erhält, nach welcher das System während einer Periode frei ausschwingt. Praktisch ist die Stoßzeit stets endlich, der Wirkungsgrad kann somit nicht bis 100 %, jedoch aber beträchtlich über

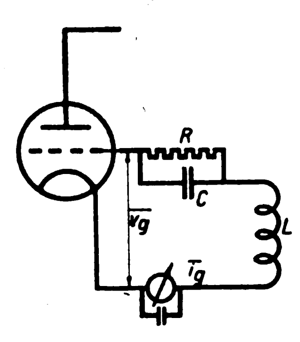


Fig. 4.

50 % erhöht werden. Sorgfältige Messungen ergaben einen Anodewirkungsgrad von 80 % [2]). Das im Mittel negative Gitterpotential entsteht von selbst durch die Schwingungen und die Gitterströme bei Verwendung der bekannten Gitterwiderstand- und Gitterkondensatoranordnung (siehe Fig. 4). Da durch den Gitterkondensator C kein Gleichstrom laufen kann und über die widerstandslos gedachte Rückkopplungsspule L keine Gleichspannung bestehen kann, wird die mittlere negative Gitterspannung $\overline{V}_g$ von dem Gitterwiderstand R und dem mittleren Gitterstrom $\overline{i}_g$ bestimmt nach der Formel

$$\overline{V}_g = R\, \overline{i}_g.$$

Obgleich bei einem Röhrensender zahlreiche Veränderlichen eine Rolle spielen, die alle durch ebenso viele Differentialgleichungen verbunden sind, so daß nicht eine sich ändern kann, ohne die anderen zu beinflussen und dadurch das Ganze sehr schwer zu übersehen ist, kann man doch mit einigen annähernden Bedingungen die Schwingungen als Funktion der Zeit ziemlich genau beschreiben und auf diese Weise eine Einsicht in die Schwingungsvorgänge bekommen.

Wir setzen dazu voraus, daß die Anodenspannung Va und die Gitterspannung Vg reine Sinusfunktionen der Zeit sind.

[1]) Siehe z. B. Karr, Phys. Ztschr. **24**, 63, 1923.

[2]) Später auch von 87,5 %.

Denkt man sich weiter die i_a, V_g Kennlinien in erster Annäherung, statt unten eine Krümmung aufzuweisen, sofort mit einer konstanten Steilheit von o aus anzusteigen, so können Anodenspannung Va, Gitterspannung Vg und Anodenstrom i_a annähernd dargestellt werden durch Fig. 5, wo Va und Vg sinusförmig sich ändern um Mittelwerte $\overline{Va}$ bzw. $\overline{Vg}$ herum, während der Anodenstrom i_a die Form abgeschnittener Scheitel einer Sinusfunktion hat.

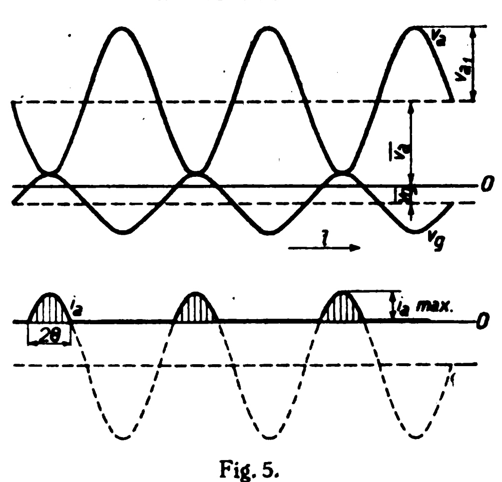


Fig. 5.

Mit dieser Annäherung kann man die aufgewandte Energie (input) Wi, die nützliche Energie Wu (output), den Wirkungsgrad η und das Verhältnis des Quadrats des mittleren Anodenstromes zum mittleren Quadrat dieses Stromes $\frac{\overline{i_a}^2}{\overline{i_a^2}}$ berechnen.

$$\left.\begin{aligned}
W_i &= \overline{V_a \cdot i_a} = V_a\, i_{a\,max} \cdot \frac{\sin \Theta - \Theta \cos \Theta}{\pi (1 - \cos \Theta)} \\
W_u &= \overline{V_a} \cdot \overline{i_a} - \overline{V_a i_a} = V_{a_1} i_{a\,max} \cdot \frac{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta}{2 \pi (1 - \cos \Theta)} \\
\eta &= 1 - \frac{\overline{V_a i_a}}{\overline{V_a}\, \overline{i_a}} = \frac{V_{a_1}}{V_a} \cdot \frac{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta}{2 (\sin \Theta - \Theta \cos \Theta)} \\
\frac{\overline{i_a}^2}{\overline{i_a^2}} &= \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1 - \cos 2\Theta + \Theta^2 (1 + \cos 2\Theta) - 2 \Theta \sin 2\Theta}{4 \Theta + 2 \Theta \cos 2\Theta - 3 \sin 2\Theta}
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wo Va_1 die Amplitude der Anodenwechselspannung ist und 2Θ (siehe Fig. 5) der Teil der Periode, in dem der Anodenstrom durchgelassen wird.

In Fig. 6 stellen die ausgezogenen Linien W_i, W_u, η und $\overline{i_a}^2 / \overline{i_a^2}$ dar in Abhängigkeit von Θ, ohne Berücksichtigung der Faktoren $\overline{V}_a$, $i_{a\,max}$, V_a, $i_{a\,max}$ und V_{a_1}/V_a. Hieraus ersieht man, wie bei Vergrößerung von Θ die aufgewandte Energie W_i von 0 bis 0,5 ansteigt. In demselben Gebiet nimmt der Wirkungsgrad von 1 bis 0,5 ab, während die Nutzenergie Wu in der Mitte des Gebietes ein Maximum aufweist. Wenn der Anodenstrom nur während eines kurzen Teils der Periode läuft, vereinfacht (1) sich zu (also für $\Theta << \pi$)

$$\left.\begin{aligned}
W_i &= V_a\, i_{a\,max} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{\Theta}{\pi} \\
W_u' &= V_{a_1} i_{a\,max} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{\Theta}{\pi} \\
\eta &= \frac{V_{a_1}}{V_a} \cdot \left(1 - \frac{\Theta^2}{10}\right) \\
\frac{\overline{i_a}^2}{\overline{i_a^2}} &= \frac{5}{6} \cdot \frac{\Theta}{\pi}
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

und der Wirkungsgrad nähert sich der Einheit ebenso wie beim Pendelexperiment.

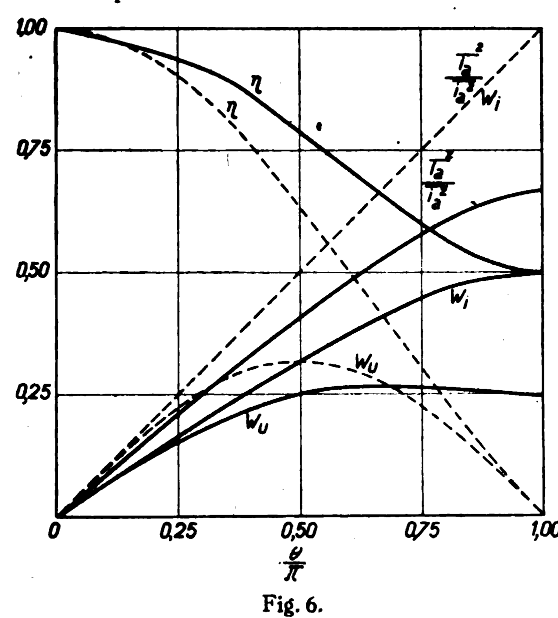


Fig. 6.

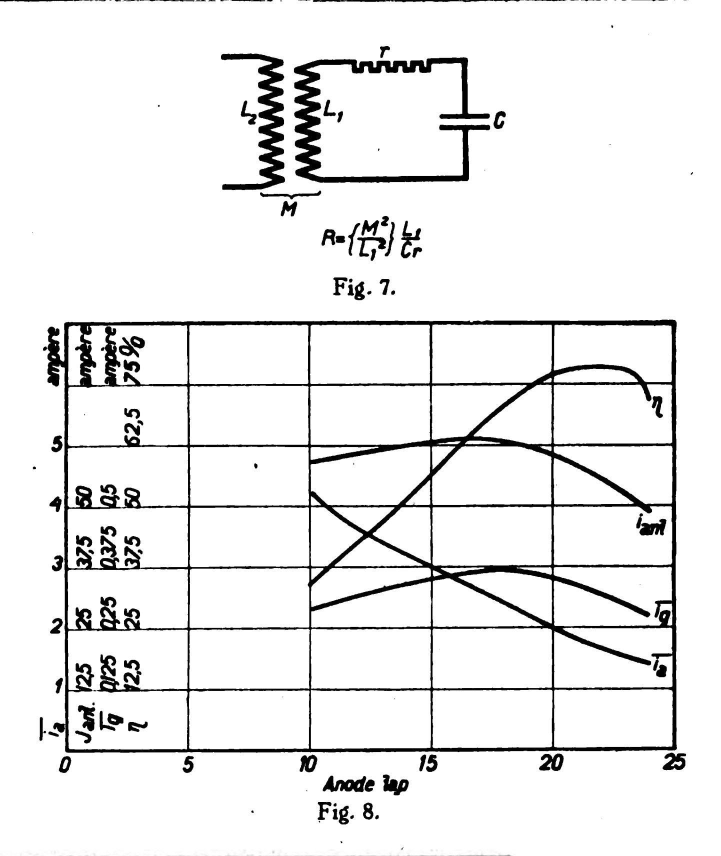


Fig. 7.

Fig. 8.

Setzt man nun für die Anodenstromkurve statt abgeschnittener Scheitel einer Sinusfunktion eine Rechteckform voraus, so erhält man in gleicher Weise

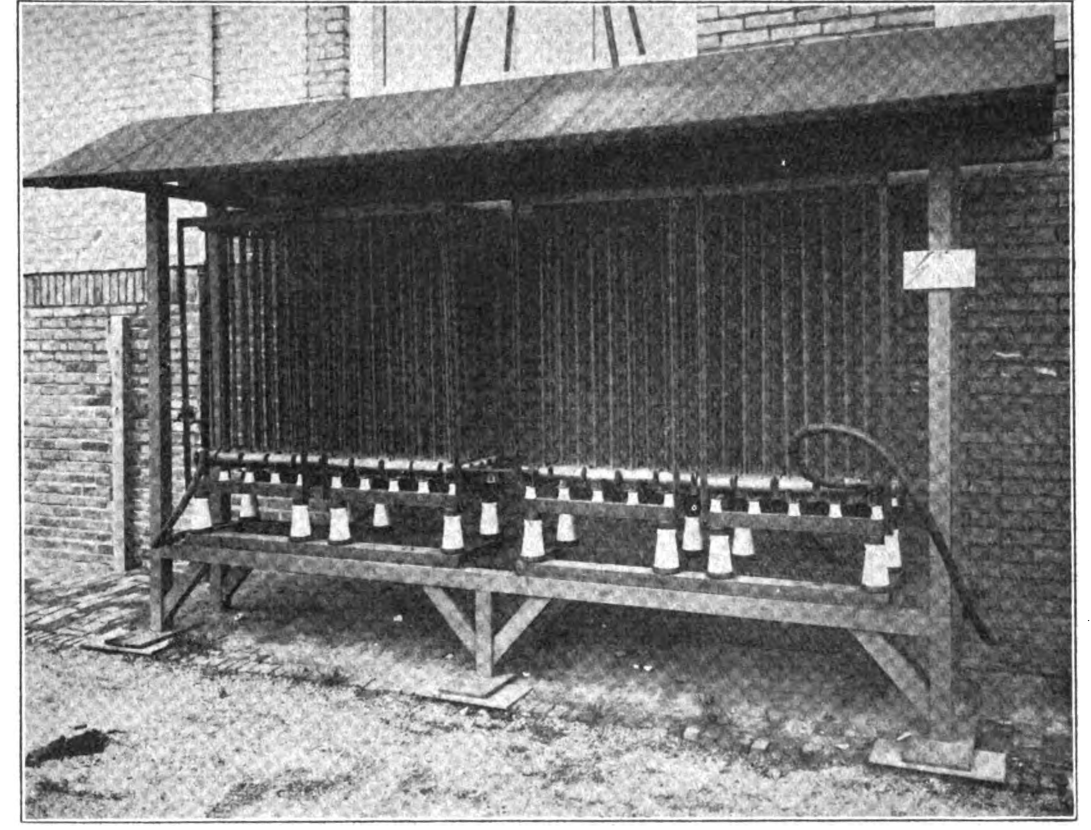


Fig. 9.

$$W_i = V_a \, i_{a\,max} \cdot \frac{\Theta}{\pi}$$

$$W_u = V_{a_1} \, i_{a\,max} \cdot \frac{\sin \Theta}{\pi}$$

$$\eta = \frac{V_{a_1}}{V_a} \cdot \frac{\sin \Theta}{\Theta} \approx \frac{V_{a_1}}{V_a} \left(1 - \frac{\Theta^2}{6}\right)$$

$$\frac{\bar{i}_a^2}{\bar{i}_a^2} = \frac{\Theta}{\pi}$$

Diese Funktionen sind gestrichelt in Fig. 6 eingezeichnet.

Wir wollen jetzt die Anodenkopplung etwas näher betrachten (siehe Fig. 7). Wenn ein System schwingt ohne

Frequenzkorrektion, so kann man den Schwingungskreis L, C, r, der durch eine gegenseitige Induktion M mit dem Anodenkreis verbunden ist, ersetzen durch einen fiktiven Widerstand R, der in dem Anodenkreis geschaltet ist, und dessen Betrag

$$R = \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{L_1}{Cr} \text{ ist.}$$

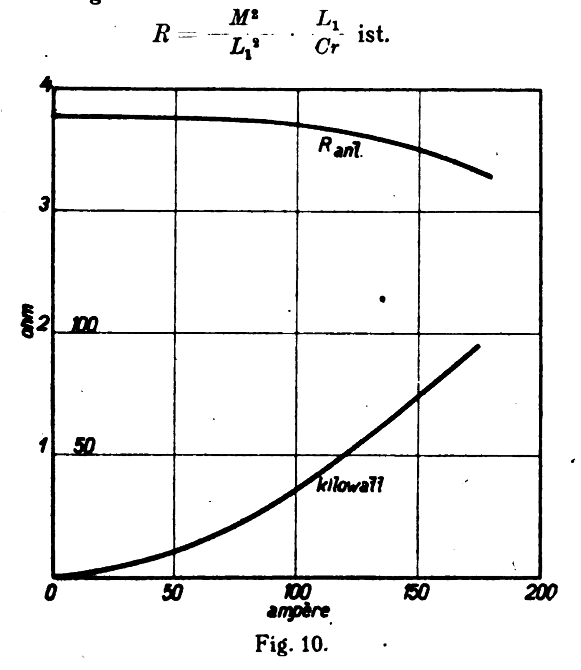


Fig. 10.

Im großen Ganzen kann man den Einfluß der Größe dieses fiktiven R, die von der Anodenkopplung M bestimmt wird, wie folgt übersehen. In Serien mit diesem Wider-

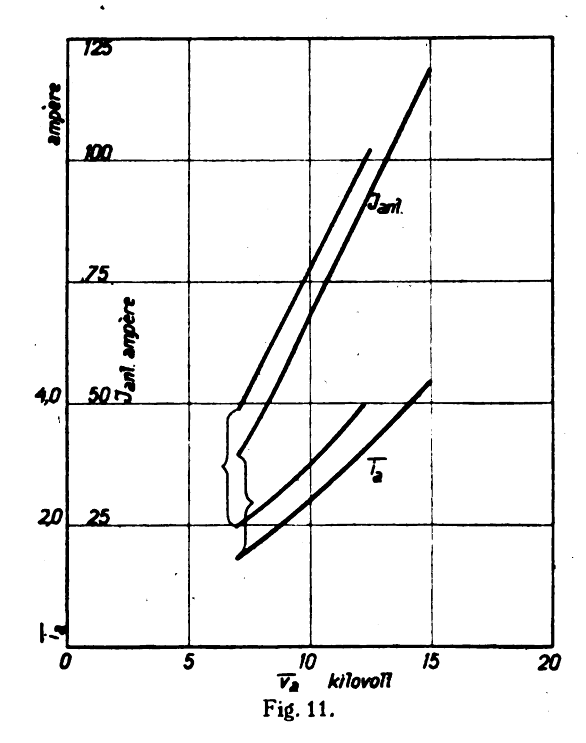


Fig. 11.

stand R ist der innere Widerstand Ri der Röhre geschaltet, während man sich weiter in dem Anodenkreis eine Wechselspannung gV_g denken kann. Setzt man in erster Annäherung diese Wechselspannung vom Anodenkreis unabhängig, so erhält man

1º ein Optimum für die Nutzleistung, wenn Ri und R einander gleich sind:

$$R = Ri$$

2º ein Optimum für den Wirkungsgrad, wenn der äußere Widerstand den größtmöglichen Wert hat im Verhältnis zum inneren Widerstand:

$$R >> Ri$$

Die Bedingungen für größten Wirkungsgrad und höchste Nutzleistung sind also verschieden und in der Praxis kommt man zu einem Vergleich.

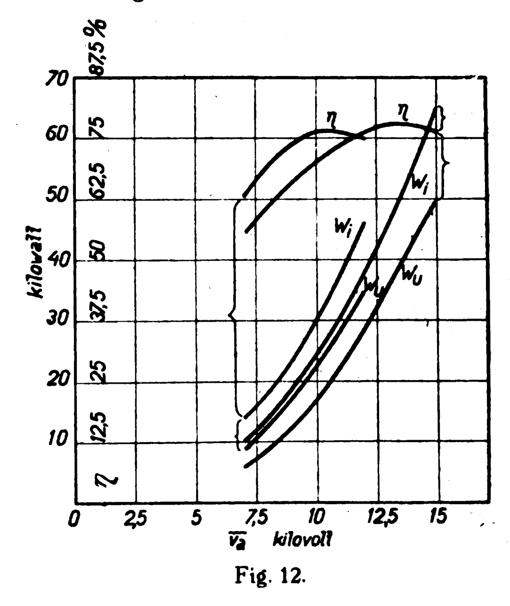


Fig. 12.

Einige Messungen mit $Va = 10\,000$ Volt, bei welchen alle Parameter, außer der Anodenkopplung (in der Windungszahl der Kopplungsspule ausgedrückt), konstant gehalten wurden, findet man in Fig. 8.

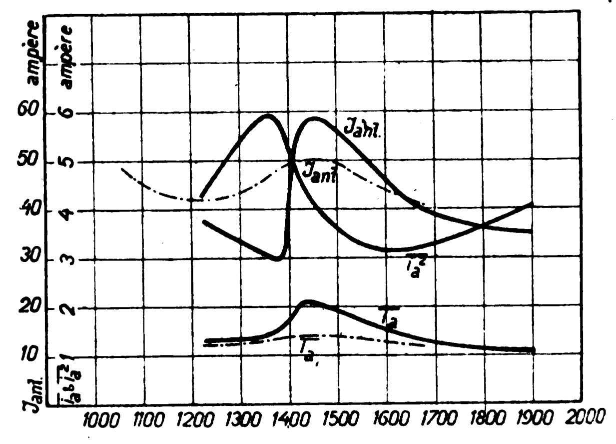


Fig. 13.

Man sieht hier wie bei Vergrößerung der Anodenkopplung der mittlere Anodenstrom i_a sich stets verringert, während der Antennenstrom i_{ant} ein Maximum aufweist. Der Wirkungsgrad steigt mit Vergrößerung der Anodenkopplung zuerst schnell an und sollte nach den obigen Betrachtungen im Ansteigen bleiben müssen, zeigt aber in Wirklichkeit ein Maximum von etwa 80 %, um nachher wieder zu fallen. Dieses Fallen wird nach unserer Meinung erklärt durch die Tatsache, daß dort die Anodenwechselspannung Va_1 größer wird als die Anodengleichspannung Va, die Anode somit während jeder Periode einen Augenblick negativ wird und deshalb der Anodenstrom jedesmal in der Mitte des Gebietes, worin er läuft, einen Moment abgeschnitten wird. Die Erscheinung unterscheidet sich also beträchtlich von der oben vorausgesetzten. Daß es wirklich negative Augenblickswerte der Anodenspannung gab, stellte



sich heraus mit Hilfe einer weiteren Diode, deren Heizdraht verbunden war mit der Anode der Triode, und deren Anode verbunden war mit dem Heizdraht der Triode. Im Moment, wo diese Diode einen Strom durchläßt, wird die Anode der Triode negativ.

In derselben Weise wurde mit Hilfe einer Diode auch festgestellt, daß, wie in Fig. 5 eingezeichnet ist, bei guter Einstellung die minimale Anodenspannung ungefähr der maximalen Gitterspannung gleich ist, also

$$V_a - V_{a1} = V_{g1} - V_g .$$

Fig. 14.

Zur Bestimmung der Nutzleistung und somit auch des Wirkungsgrades, wurde der Strom in der Kunstantenne gemessen, und zwar mit einem thermoelektrischen Hochfrequenzampèremeter (Chauvin & Arnoux). Zur Berechnung



der Nutzleistung mußte natürlich der Widerstand der Kunstantenne genau bekannt sein, während obendrein in diesem Widerstand Leistungen bis 200 kW vernichtet werden sollten.

Dazu wurde ein Kohlenwiderstand konstruiert, bestehend aus zwei Einheiten, jede zerfallend in eine große Zahl Kohlenstangen (siehe Fig. 9), die ins Freie gestellt waren. Zuerst wurde mittels niederfrequenten Wechselstromes der Widerstand jeder Einheit in Abhängigkeit des Stromes gemessen. Fig. 10 enthält die Ergebnisse dieser Messungen. Es ergibt sich, daß infolge des negativen Temperaturkoeffizients der Widerstand mit steigender Belastung abnimmt. Ein Vorteil von Kohle als Material ist weiter, daß die Haut-

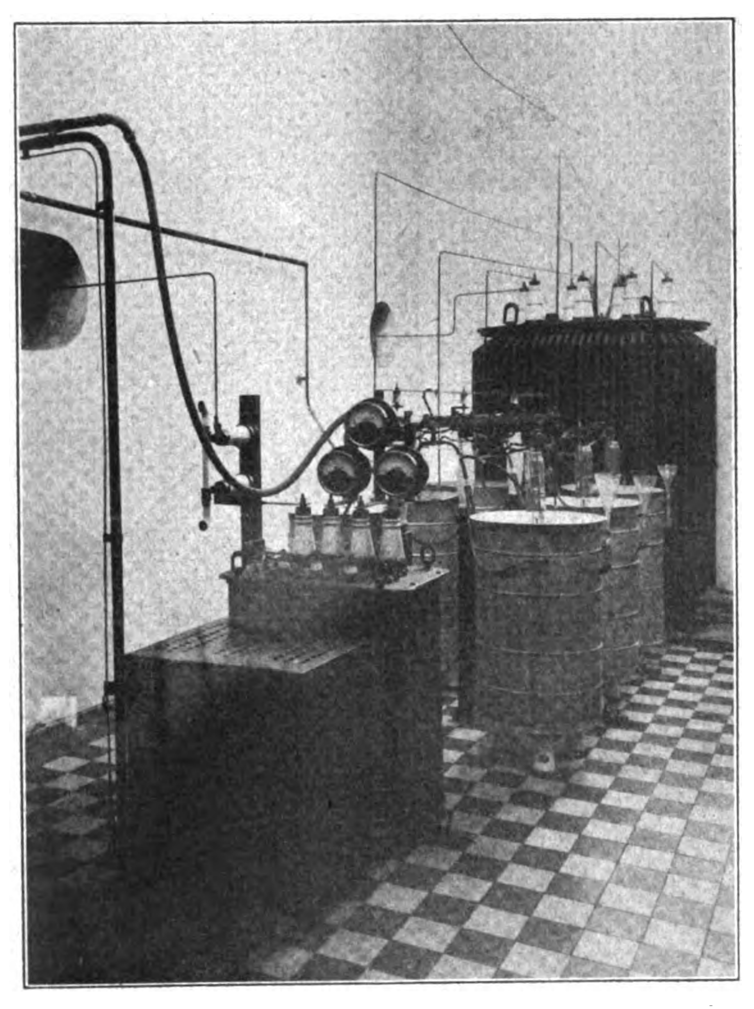


Fig. 15.

wirkung bei der benutzten Frequenz ($\lambda = 2800$ m) nicht sehr ansehnlich ist. Sorgfältige Messung des Widerstandes bei dieser Frequenz schloß auf ein Verhältnis 1,06 des Hochfrequenzwiderstandes zum Gleichstromwiderstand. Dieses Verhältnis wurde auch für den warmen Zustand vorausgesetzt.

Jede Einheit hat einen Hochfrequenzwiderstand von etwa 3,8 Ohm. Durch Serien- und Parallelschaltung erhielt man also Widerstände von 1,9 bis 7,6 Ohm.

Natürlich gibt es noch Verluste im Antennenkondensator und in der Antennenselbstinduktion. Diese sind aber in den Berechnungen des Wirkungsgrades nicht berücksichtigt, so daß stets die genannten Werte von η eine untere Grenze bilden.

In Fig. 11 sind der Antennenstrom und der mittlere Anodenstrom für zwei Werte der Rückkopplung aufgetragen worden als Funktion der Anodenspannung, während alle weiteren Parameter konstant gehalten wurden.

Fig. 12 stellt Eingangsleistung Wi, Nutzleistung Wu und Wirkungsgrad η (wieder für zwei Rückkopplungen) dar als Funktion der Anodenspannung Va. Hieraus ergibt sich, daß z. B. bei einer Anodenspannung von 15 000 Volt eine Triode etwa 65 kW aufnimmt und davon 50 kW in Hochfrequenzenergie umwandelt. Weiter geht aus dieser Figur hervor, daß genau genommen zu jeder Anodenspannung eine andere Rückkopplung gehört.

Die günstigsten Bedingungen erhielt man, wenn die Rückkopplungsspule im Gitterkreis mit Hilfe eines variablen Kondensators abgestimmt wurde. Wenn dieser Gitterkreis jedoch auf die doppelte Frequenz des Anodenkreises abgestimmt war, wiesen alle Ströme und Spannungen einen sehr steilen Verlauf auf, wie aus den gezogenen Kurven von Fig. 13 hervorgeht, wo I_{ant}, i_a^2 und i_a als Funktion der Wellenlänge des Gitterkreises eingetragen sind. Dieser steile Verlauf konnte, wie die gestrichelten Kurven in Fig. 13 zeigen, merklich abgeflacht werden durch Aufnahme eines Widerstandes von etwa 30 Ohm, zusammengestellt aus Glühlampen in den Gitterschwingungskreis.

Alle bis hier beschriebenen Messungen fanden statt mit einer Röhre. Kontrollmessungen der Anodenverluste mit Hilfe der Temperaturerhöhung des Kühlwassers bestätigten sie bis auf 1 %.

Fig. 14 ist der allgemeine Schaltungsplan der ganzen Sendeanlage. Die sechsphasige Wechselspannung von dem 12 000- bis 21 000-Volt-Transformator (primär Stern-Dreieckschaltung) wird mittels wassergekühlten Dioden gleichgerichtet. Die Gleichspannung kann mit Hilfe eines dreiphasigen Wasserwiderstandes, primär in den Transformatorkreis geschaltet, geändert werden. Diese Gleichspannung speist die vier parallel geschalteten Trioden, die in Rückkopplungsschaltung, also ohne Steuerröhre, arbeiten. Die Kunstantenne ist induktiv mit den Triodenkreisen verbunden, so daß diese nie unter hoher Gleichspannung steht.

Fig. 15 gibt eine Aufnahme der Gleichrichteranlage und Fig. 16 einen Blick auf die eigentliche Sendeanlage. Man sieht auf dem Balkon den großen Antennenkondensator, rechts unten die Antennenspule und in der Mitte die vier Trioden, die durch Wasser, das zu- und abgeführt wird, durch auf einer hölzernen Trommel aufgewundene Gummischläuche gekühlt werden.

Zum Schluß folgen noch einige Zahlen. Die Antennenselbstinduktion beträgt etwa $0{,}22 \times 10^6$ cm, die Antennenkapazität etwa 8000 cm. Der Koeffizient der gegenseitigen Induktion zwischen Antennen- und Anodenkreis ist bei Benutzung von vier Trioden eingestellt auf $0{,}097 \times 10^6$ cm, zwischen Antennen- und Gitterspule (die Rückkopplung) auf $0{,}030 \times 10^6$ cm. Die Anodenspannungsamplitude ist also $\frac{0{,}097 \times 10^6}{0{,}030 \times 10^6}$ = etwa dreimal die Gitterspannungsamplitude. Der Antennenwiderstand ist ungefähr 7,5 Ohm, der Gitterwiderstand, zusammengesetzt aus Kohlenfadenlampen, hat einen Widerstand von 1800 Ohm. Die mittlere Anodenspannung beträgt 13 500 Volt und der mittlere Anodenstrom 13 Amp., was mit einer Eingangsleistung von 175 kW übereinstimmt. Der Antennenstrom ist dabei 120—130 Amp. Die Spannung an den parallel geschalteten Heizdrähten der vier Trioden beträgt 18 Volt und der Gesamtheizstrom 320 Amp. Der mittlere Gitterstrom ist etwa 1,5 Amp., so daß die Gitter im Mittel $1{,}5 \times 1800$ Volt = 2700 Volt negativ sind. Die Maximalspannung zwischen Gitter und Anode

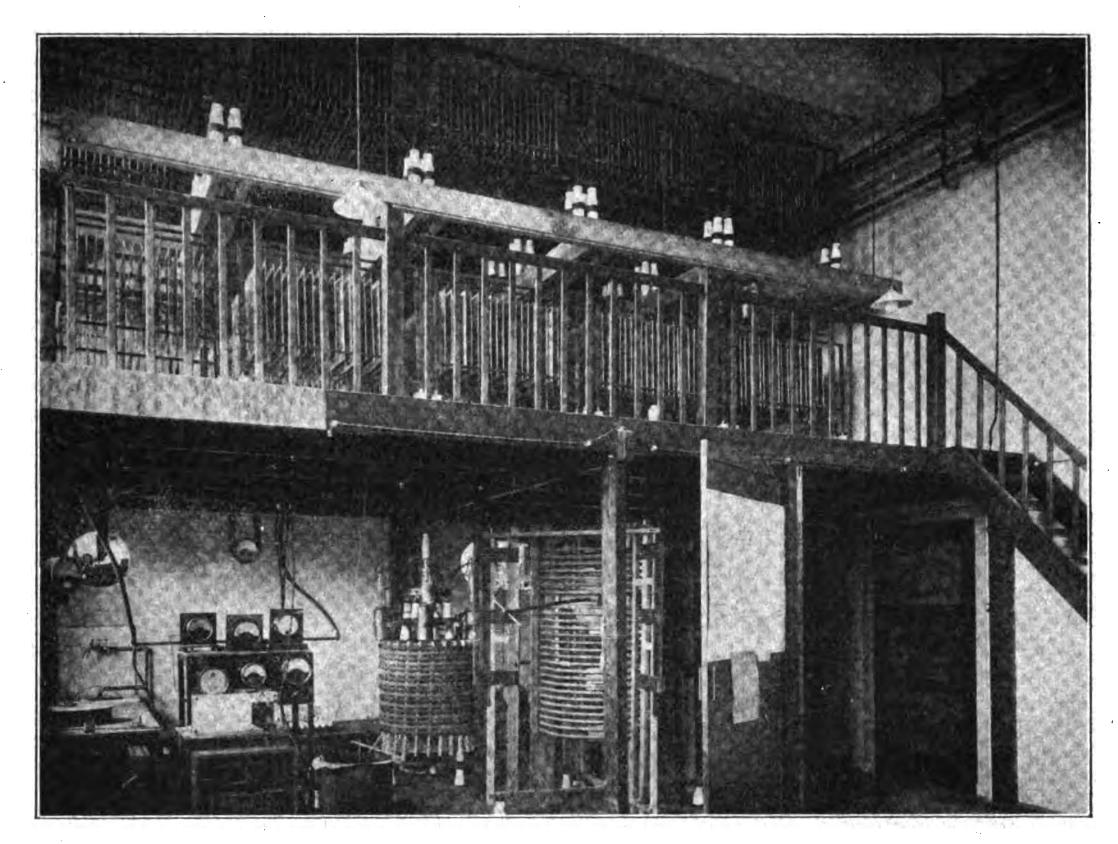


Fig. 16.

erreicht unter diesen Verhältnissen etwa 33 000 Volt. Die gegebenen Werte kennzeichnen einen praktischen Betriebszustand. Es ist uns aber gelungen, die vier Röhren zu betreiben bei 15 000 Volt. Der mittlere Anodenstrom war dabei 17 Amp., also die aufgewandte Leistung 255 kW und die Nutzleistung 190 kW. Jede Röhre an sich konnte betrieben werden bei 17 000 Volt. Dabei wurde eine Leistung von 72 kW aufgenommen und etwa 55 kW abgegeben.

Referate.

Ch. V. Logwood. Neue Stromquellen für Audions (Novel current supply system for audions.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 189—206, 1925.

Beschreibung von allen möglichen Anordnungen, die zum Ersatz von Heiz- und Anodenbatterien dienen können, darunter besonders eine Anzahl von Schaltungen mit Hochvakuumventilen und Drosselketten.

J. Zenneck.

P. O. Pedersen. Eine elektrometrische Methode zur Messung von Hochfrequenzwiderständen („An electrometer method for the measurement of radio frequency resistance".) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 215—243, 1925.

Um den Widerstand eines Hochfrequenzkreises zu bestimmen, wird folgende Methode angewandt.

Der Kondensator des Kreises wird durch Anlegen an eine Batterie geladen und dann durch den Kreis, dessen Widerstand bestimmt werden soll, entladen. Parallel zu der Selbstinduktion L des Kreises liegt ein Quadrantelektrometer (Nadel mit einem Quadrantenpaar verbunden). Bei der Entladung des Kreises erhält die Nadel des Elektrometers einen Impuls, der, wie eine einfache Rechnung zeigt, proportional $V_0^2 \cdot \frac{L}{2R}$ ist, wenn V_0 die Anfangsspannung des Kondensators und R den zu bestimmenden Widerstand des Kreises bedeutet. Diesem Impuls proportional ist dann auch der ballistische Ausschlag δ des Elektrometers. Wird dann der Versuch bei derselben Anfangsspannung wiederholt, nachdem in den Kreis ein Widerstand R' eingeschaltet wurde, und dabei der Ausschlag δ' erhalten, so gilt die Beziehung

$$\frac{R + R'}{R} = \frac{\delta}{\delta'} \qquad \text{oder} \qquad R = R' \frac{\delta'}{\delta - \delta'}$$

Es läßt sich also der Widerstand R des Kreises bestimmen, ohne daß man die Anfangsspannung V_0, die Größe der Selbstinduktion L oder die ballistische Konstante des Elektrometers zu kennen braucht.

In der Arbeit werden ausführlich die verschiedenen Fehlerquellen besprochen, insbesondere auch der Fall, daß der Kondensator nicht vollkommen isoliert. Eingehend geschildert sind die einzelnen Apparate, das Elektrometer und besonders der Schalter, der den geladenen Kondensator mit dem Schwingungskreis, durch den er sich entladen soll, verbindet. Bedingung für diesen Schalter ist, daß er die Verbindung so rasch herstellt, daß sich kein Funke von einigermaßen in Betracht kommender Dauer bilden kann, da dieser sonst den Wirkwiderstand des Kreises in unkontrollierbarer Weise erhöht. Diese Bedingung ist am besten erfüllt bei einem Quecksilberschalter, der nach Art der

Quecksilberbogenlampen gebaut und wie diese zur Herstellung der Verbindung kippbar ist.

Zum Schluß wird dann noch gezeigt, wie die Methode angewendet werden kann, um den Verlustwiderstand von irgend welchen nicht verlustfreien Kondensatoren zu bestimmen.

J. Zenneck.

H. W. Nichols und **J. C. Schelleng.** Die Ausbreitung elektrischer Wellen über die Erde (Propagation of electric waves over the earth). The Bell System Technical Journal **4**, 215—234, 1925.

Die verhältnismäßig sehr schlechten Resultate, die man mit Wellen von einigen 100 m gemacht hat, und die große Inkonstanz des Empfangs gerade bei diesen Wellenlängen deuten auf irgend einen selektiven Effekt hin. Einen solchen finden die Verfasser in der Wirkung des magnetischen Erdfeldes auf die Ausbreitung der Wellen in einer Atmosphäre, die Elektronen enthält.

1. Wirkt auf ein Teilchen von der Ladung e und der Masse m ein elektrisches Wechselfeld $\mathfrak{E}$ und ein konstantes magnetisches Feld $\mathfrak{H}$, so ist die vektorielle Bewegungsgleichung für die Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ des Teischens

$$m \frac{d\mathfrak{v}}{dt} = e\,\mathfrak{E} + [e\,\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}].$$

Hat das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ die Richtung der Z-Achse, so folgt für die Komponenten

$$\mathfrak{v}_x = \frac{j\omega a X + \mathfrak{H}\, Y}{\mathfrak{H}^2 - a^2\omega^2},\quad \mathfrak{v}_y = \frac{-\mathfrak{H}\, X + j\omega a\, Y}{\mathfrak{H}^2 - a^2\omega^2},\quad \mathfrak{v}_z = \frac{Z}{j\omega a}, \tag{1}$$

wenn $X\,Y\,Z$ die Komponenten von $\mathfrak{E}$, $\frac{m}{e} = a$ und ω die Kreisfrequenz der Welle ist.

Die Amplitude derjenigen Komponenten, die senkrecht zur Richtung des magnetischen Feldes sind, ist also proportional mit $1/(\mathfrak{H}^2 - a^2\omega^2)$. Sie wird um so größer, je näher die Kreisfrequenz der Welle einem kritischen Werte ω_0 liegt, der durch die Beziehung

$$\omega_0 = \frac{\mathfrak{H}}{a} = \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H} \tag{2}$$

bestimmt ist. Man erhält also eine Art Resonanzeffekt für diese Frequenz. Sind die geladenen Teilchen Elektronen, für die $e/m = 1{,}77 \times 10^7$ CGS ist, so folgt für die Wellenlänge λ_0, die der Resonanzbedingung Gleichung 2 genügt,

$$\lambda_0 = \frac{106{,}5}{\mathfrak{H}}\ m.$$

Es wird für $\mathfrak{H} = 0{,}5$ CGS $\lambda_0 = 213$ m. Für einen bestimmten Wert des Erdfeldes gibt es also stets eine bestimmte Wellenlänge, bei der die in der Atmosphäre enthaltenden Elektronen ganz besonders stark auf das elektrische Feld der Welle reagieren, für die dann auch alle Wirkungen der Elektronenbewegung auf die Ausbreitung der Wellen — diese Wirkungen mögen sein, welche sie wollen — ganz besonders stark sich bemerkbar machen. Es tritt also tatsächlich ein selektiver Effekt ein, freilich nur dann, wenn in der Atmosphäre Elektronen vorhanden sind. Selbst bei den leichtesten (H-) Ionen, bei denen e/m zirka 1800 mal kleiner ist, würde die kritische Wellenlänge 1800 mal größer sein als bei Elektronen und damit außerhalb des Gebietes der Wellenlängen fallen, die in der drahtlosen Telegraphie Verwendung finden.

2. Bezüglich der Wirkung der Elektronenbewegung auf die Ausbreitung der Wellen diskutieren die Verfasser drei Fälle, die im übrigen aus der Theorie der Elektronenoptik bekannt sind:

a) Das elektrische Feld der Wellen ist parallel zum magnetischen Erdfeld, wie es der Fall sein würde bei der Ausbreitung der Wellen über die Erdpole hinweg. In diesem Fall sind die Resultate im wesentlichen dieselben, wie sie Eccles und Larmor ohne Berücksichtigung des magnetischen Erdfeldes abgeleitet haben (über die Arbeit von Larmor ist in diesem Jahrb. **25**, 140—141, 1925, referiert). Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit hängt ab von der Frequenz der Wellen und der Elektronenkonzentration in der Atmosphäre. Bei Zunahme der Elektronenzahl mit der Höhe erhält man eine Krümmung der Strahlen, die größer ist für lange, als für kurze Wellen.

b) Die Fortpflanzungsrichtung fällt zusammen mit der Richtung des magnetischen Erdfeldes. Die von der Antenne ausgesandten Wellen mit vertikalem elektrischen Feld spalten sich in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen mit verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Bei einer geschichteten Atmosphäre, bei der die Ionenkonzentration in den verschiedenen Schichten verschieden ist, wird die Krümmung für die beiden Wellenkomponenten verschieden, so daß also im allgemeinen diese beiden Wellen verschiedene Wege nehmen und sich nicht notwendigerweise zu einer linear polarisierten Welle vereinigen. Es besteht also die Möglichkeit, daß beim Empfänger eine zirkular oder elliptisch polarisierte Welle ankommt. Bei sehr kurzen Wellen tritt dieser Fall allerdings nur ein, wenn die magnetische Feldstärke mit der Höhe über dem Erdboden sich sehr stark ändert. Sonst bleiben im Gegensatz zu langen Wellen die beiden zirkularpolarisierten Wellen zusammen und setzen sich zu einer linear polarisierten zusammen.

c) Der dritte Fall liegt vor, wenn die Fortpflanzungsrichtung der Wellen senkrecht zum magnetischen Erdfeld ist, wie es zutrifft, wenn man von Osten nach Westen oder umgekehrt telegraphiert. In diesem Fall ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Welle, deren elektrisches Feld parallel zum magnetischen Erdfeld ist, verschieden von derjenigen einer Welle, deren elektrisches Feld senkrecht zum magnetischen Erdfeld steht. Die Ausbreitung der Welle erfolgt wie in einem doppelbrechenden Medium. Die Krümmung der Strahlen ist in beiden Fällen ebenfalls verschieden. Sie kann sogar unter Umständen unter sonst gleichen Verhältnissen für den einen Fall der Erde zugekehrt, für den anderen von der Erde abgekehrt sein. Wenn also von einer vertikalen Antenne eine Welle mit vertikalem elektrischen Feld ausgesandt wird, so besitzt diese bei einem Inklinationswinkel von 70° eine stärkere Komponente, deren elektrisches Feld in der Richtung des magnetischen Erdfeldes, und eine schwächere, deren elektrisches Feld senkrecht dazu liegt. Beide pflanzen sich mit verschiedener Geschwindigkeit und eventuell auf verschiedenen Wegen fort. Bei ganz kurzen Wellen, bei denen der Einfluß des magnetischen Erdfeldes überhaupt gering ist, fällt auch dieser Effekt nur ganz gering aus.

3. Absorption. Sobald die durch das elektrische Feld der Wellen in Bewegung gesetzten geladenen Teilchen mit Gasmolekeln zusammenstoßen, muß eine Absorption der Wellen eintreten, gleichgültig, ob der Stoß als elastischer oder als unelastischer zu betrachten ist. Die Größe dieser Absorption ist bestimmt durch die Anzahl der Zusammenstöße pro Sek. und das Verhältnis der Masse eines Teilchens zu derjenigen einer Gasmolekel. Es sei die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen τ und die mittlere Zahl von Stößen eines Teilchens pro sec. $= \mathfrak{f}$. Dann sind die Werte von τ verteilt nach einem Gesetz der Form $\mathfrak{f}\, e^{-\mathfrak{f}\tau}$[1]). Es sei ferner im Mittel die Geschwindigkeit eines Teilchens vor dem

[1]) e = Basis der natürlichen Logarithmen.

Stoß $\mathfrak{v}$, nach dem Stoß $\delta\,\mathfrak{v}$, wobei δ von dem Verhältnis der Masse des Teilchens zu derjenigen einer Gasmolekel und der Natur des Stoßes abhängt. Wenn man dann nach dem Verfahren der Statistik integriert und mittelt, so zeigt sich, daß man den Zusammenstößen Rechnung tragen kann, indem man in die Bewegungsgleichung für die Träger einen Widerstandsterm $r\,\mathfrak{v}$ einführt, und daß sich für r die Beziehung

$$r = m\mathfrak{f}\,(1-\delta)$$

ergibt, worin für Elektronen merklich $\delta = 0$ gesetzt werden kann.

Der Absorptionskoeffizient k sei definiert durch die Beziehung, daß die Abnahme der Amplitude auf der Strecke x proportional $e^{-\frac{\omega k x}{c}}$ ist, worin c die Phasengeschwindigkeit ist. Dann liefert die Rechnung für k folgendes.

a) Wäre kein magnetisches Erdfeld vorhanden, oder ist das elektrische Feld der Wellen parallel dem magnetischen Erdfeld, so gilt für k im Falle von Elektronen

$$k = \frac{\sigma N}{2\,\omega_0^2} \cdot n^2 \cdot \frac{\mathfrak{f}/\omega}{1 + (\mathfrak{f}/\omega)^2},$$

worin N die Zahl der Elektronen/cm³, $n = \frac{\omega_0}{\omega}$ und $\sigma = \frac{4\pi e}{m}$ ist. In der Nähe der Erdoberfläche ist $\mathfrak{f}$ von der Größenordnung 10^9/sec. und demnach $\mathfrak{f} >> \omega$ selbst für sehr kurze Wellen. Je höher man in die Atmosphäre geht, um so kleiner wird $\mathfrak{f}/\omega$. Für $\mathfrak{f}/\omega = 1$ wird der Ausdruck oben und damit die Absorption pro Elektron ein Maximum. In höheren Schichten wird $\mathfrak{f}/\omega < 1$ und die Absorption pro Elektron nimmt ab. In einer Höhe von 100 km, d. h. einem Druck von 10^{-5} At., wird die Anzahl der Stöße von der Größenordnung 10^5/sec. Für lange Wellen von einer Frequenz von 40 000/sec. erhält man dann $\mathfrak{f}/\omega = 0{,}4$, während bei der kritischen Frequenz ($\mathfrak{H} = 0{,}5$ Gauß) $\mathfrak{f}/\omega = 0{,}01$ ist.

b) Bei der Ausbreitung längs eines magnetischen Meridians haben die beiden zirkular polarisierten Wellen verschiedene Absorptionskoeffizienten k_1 und k_2, und zwar ist

$$k_1 = \frac{\sigma N}{2\,\omega_0^2} \cdot n^2 \frac{\mathfrak{f}/\omega}{(n-1)^2 + (\mathfrak{f}/\omega)^2},$$

$$k_2 = \frac{\sigma N}{2_0\,\omega^2} \frac{n^2}{(n+1)^2} \cdot \mathfrak{f}/\omega.$$

Bei der kritischen Frequenz wird k_1 sehr hoch, so daß die entsprechende Welle schon auf verhältnismäßig kurze Entfernung praktisch verschwindet. Es könnte also ein entfernter Empfänger nur die andere zirkular polarisierte Welle erhalten, wenn er genügend hoch über dem Erdboden wäre.

c) Im dritten Fall, wenn die Ausbreitung der Wellen senkrecht zur Richtung des magnetischen Erdfeldes erfolgt, haben die beiden Komponenten ebenfalls verschiedene Absorptionskoeffizienten. Er ist für die Welle, deren elektrisches Feld parallel dem magnetischen Erdfeld ist,

$$\frac{\sigma N}{2\,\omega_0^2} \cdot n^2 \cdot \mathfrak{f}/\omega,$$

bei der anderen Komponente $= 1/2 \times (k_1 + k_2)$. Beide Koeffizienten werden bei der kritischen Frequenz sehr groß. — Diskutiert man die Ausdrücke für die Absorptionskoeffizienten in dem Fall langer Wellen, so zeigt sich, daß unter Umständen die Wirkung des magnetischen Feldes die Absorption erheblich verringert. Betrachtet man z. B. die Welle mit dem Absorptionskoeffizienten k_1, nimmt man ferner ein magnetisches Erdfeld von 0,5 Gauß und die Wellenlänge $\lambda = 4000$ m an, so wird die Absorption, die durch Elektronen in den hohen Schichten der Atmosphäre erzeugt würde, durch das magnetische Erdfeld auf 1/400 reduziert. Der Grund ist der, daß infolge des magnetischen Feldes die Geschwindigkeit, die die freien Elektronen durch das elektrische Feld langer Wellen erhalten, viel kleiner wird als ohne Magnetfeld.

Zum Schluß kommen die Verfasser noch auf den Fading-Effekt zu sprechen. Es ist nach dem Ausgeführten klar, daß zeitliche Änderungen im Zustand der Atmosphäre die Geschwindigkeit, Krümmung, Absorption, Drehung der Polarisationsebene ändern müssen; es besteht also ein weites Feld von Möglichkeiten, um schließlich jede Erscheinung zu erklären. Als wesentliches Resultat ergibt sich aber aus den Untersuchungen, daß für solche zeitliche Änderungen diejenigen Wellen besonders empfindlich sein müssen, deren Frequenz in der Nähe der kritischen liegt, d. h. also im Einklang mit der Erfahrung, deren Wellenlänge einige 100 m beträgt. Die Verfasser denken auch besonders an die Möglichkeit, daß durch Unregelmäßigkeiten in der Atmosphäre Kräußelungen in der Wellenfront entstehen, die nach dem Huyghens'schen Prinzip an einem benachbarten Punkt eine starke Konzentration der Feldstärke ergeben, wenn demselben die konkave Seite der Kräußelung, und eine Schwächung, wenn ihm die konvexe Seite zugekehrt ist. Zur Entstehung solcher Kräußelungen können aber schon ganz geringe Unregelmäßigkeiten in dem elektrischen Zustand der Atmosphäre längs des Weges führen, den der betreffende Teil der Welle durchlaufen hat.

J. Zenneck.

B. R. Cummings. Neuere Entwicklung der Röhrensender. (Recent developments in vacuum tube transmitters.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 49—108, 1925.

Die Arbeit enthält eine Beschreibung der Röhrensender der General Electric Co. für mittlere und kleine Leistungen, und zwar

1. eines 20-kW-Senders, der für die United Fruit Co. zur Verwendung für die Handelsstationen dieser Gesellschaft in Zentralamerika gebaut wurde;
2. eines 10-kW-Senders des amerikanischen Funker-Corps (U. S. Signal-Corps);
3. von 2 tragbaren Sendern für dasselbe Korps;
4. eines Flugzeugsenders für den Luftdienst der amerikanischen Post;
5. von Tonröhrensendern;
6. eines Rundfunksenders für die Rundfunkstation Oakland in Kalifornien.

75 Figuren, meist photographische Abbildungen von einzelnen Teilen des Senders, illustrieren die ausführliche Beschreibung.

2. Sehr eingehend ist der 20-kW-Sender behandelt, der ein besonders vollständiges Bild der modernen [1]) Entwicklung des Röhrensenders gibt. Er besitzt wie alle anderen Sender einen Zwischenkreis. Beim einfachen Röhrensender würde der Antennenstrom sehr starke Harmonische bekommen, da zur Erreichung eines Wirkungsgrades über 50 % ein mäanderförmiger Anodenstrom verwendet wird. Außerdem würden bei Antennen, die nicht ganz fest sind, die Antennenschwingungen die Schwankungen der Eigenfreqenz der Antenne mitmachen. Die KVA in diesem Zwischenkreis sind ungefähr 12 bis 15 mal größer als die Antennenleistung, d. h. tatsächlich, die Kopplung zwischen Antenne und Zwischenkreis ist verhältnismäßig lose.

Um das Springen der Frequenz, wie es bei solchen gekoppelten Röhrensendern auftreten kann, zu vermeiden, sind

[1]) Die Arbeit ist aber schon im April 1924 vor dem Institute of Radio Engineers vorgetragen worden.

drei Wege gangbar: a) sehr lose Kopplung zwischen Antenne und Zwischenkreis; b) sekundäre Rückkopplung; c) Fremderregung des Senders durch einen unabhängigen Röhrengenerator (master oscillator). Der letztere Weg wird gewählt — der Generator in Spannungsteiler-Schaltung —, so daß also die Röhren, die dem Zwischenkreis die Energie liefern, nur als Starkstromverstärker wirken.

Die Anodengleichspannung von maximal 15 000 Volt wird einem Dreiphasen-Transformator entnommen. In jeder Phase befinden sich in Doppelschaltung zwei Glühkathoden-Gleichrichter (Kenotron). 4 Kondensatoren in Reihe sorgen dafür, daß die Spannungsschwankungen 0,8 % nicht übersteigen. Parallel zu jedem dieser Kondensatoren liegt ein hoher Widerstand, damit die Verteilung der Gleichspannung auf die einzelnen Kondensatoren möglichst gleichmäßig wird. Auch zur Herstellung der Gittervorspannung von zirka 2000 Volt dienen Glühkathoden-Gleichrichter. Zum Tasten werden die Gleichrichter, die dem Röhrengenerator (master oscillator) seine Vorspannung liefern, kurz geschlossen.

Eine besondere Reguliervorrichtung dient dazu, die Heizspannung, die von einem Motorgenerator herrührt, konstant zu halten. Diese Vorrichtung besteht aus einem schwingenden Kontakt, der auf die Erregung des Generators wirkt und dessen Magnetspule parallel zum Generator liegt.

Der Wellenbereich ist 2500—4500 m. Die Kondensatoren für den Zwischenkreis sind Plattenluftkondensatoren mit einem Leistungsfaktor von 0,03 und für eine Spannung von 22 000 Volt.

2. Der 10-kW-Sender hat im Prinzip fast genau dieselbe Anordnung. Die Schaltung für das Tasten des Generators ist aus der nebenstehenden Figur zu ersehen, in der alle Schwingungskreise weggelassen sind. Zwischen Gitter und

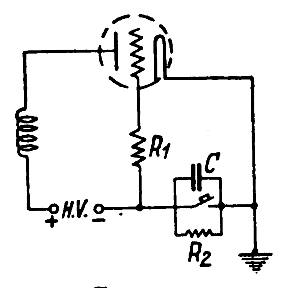


Fig. 1.

Kathode liegt ein Widerstand R_2, der in die Anodenleitung eingeschaltet ist. Er wird beim Tasten kurz geschlossen. Der Kondensator C soll nur das Funken des Tasters unterdrücken.

3. Die tragbaren Stationen sind für Telegraphie mit ungedämpften Schwingungen, Telephonie und Tonsenden eingerichtet. Das letztere wird dadurch erreicht, daß in der Telephonieschaltung an die Stelle des Mikrophontransformators ein kleiner Wechselstromgenerator gesetzt wird.

4. Der Flugzeugsender für Wellenlängen zwischen 190 und 290 m ist ebenfalls mit Fremderregung und Zwischenkreis versehen und für drahtlose Telephonie bestimmt. Er liefert unmoduliert 150 Watt in die Antenne und ergab bei den Flügen zwischen Schenectady und New-York (240 km) auf dem ganzen Wege gute Verständigung. Bei den Tonsendern, von denen eine Type zur Aussendung von Signalen von Leuchtschiffen und Leuchttürmen für die Funkpeilung auf Schiffen dienen soll, wird der Anodenkreis nicht mit Gleichstrom, sondern mit einen Wechselstrom von 1000 Perioden/sec. gespeist. Auch hier wird ein Zwischenkreis zur Unterdrückung der Harmonischen benutzt. Eine andere Type ähnlicher Konstruktion ist zum Anschluß an den Speisestromkreis vorhandener Löschfunkstationen eingerichtet.

5. Der Rundfunksender wird wie der 20-kW-Sender (vgl. 1) mit maximal 15 000 Volt gleichgerichteten Dreiphasenstrom betrieben. Für die Heizung der Verstärkerröhren dient eine Akkumulatorenbatterie. Alle Röhren haben Thorfäden. Der Verfasser betont, daß Thorfäden viel weniger empfindlich gegen Änderungen der Heizspannung sind, als die gewöhnlichen nicht thorierten Wolframfäden.

Bezüglich aller Einzelheiten, insbesondere in der technischen Ausführung dieser Sender, muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. J. Zenneck.

A. Hund. Eine Methode zur Messung von Hochfrequenzen mit Hilfe der Harmonischen eines Niederfrequenz-Generators. (A method of measuring radio frequency by means of a harmonic generator.) Aus dem Radiolaboratorium des Bureau of Standards. Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 207—213, 1925.

Die Harmonischen eines Generators von verhältnismäßig niederer Frequenz sind schon früher vielfach zur Eichung von Hochfrequenzapparaten verwendet worden. In der vorliegenden Arbeit wird an der Hand einer Anzahl von

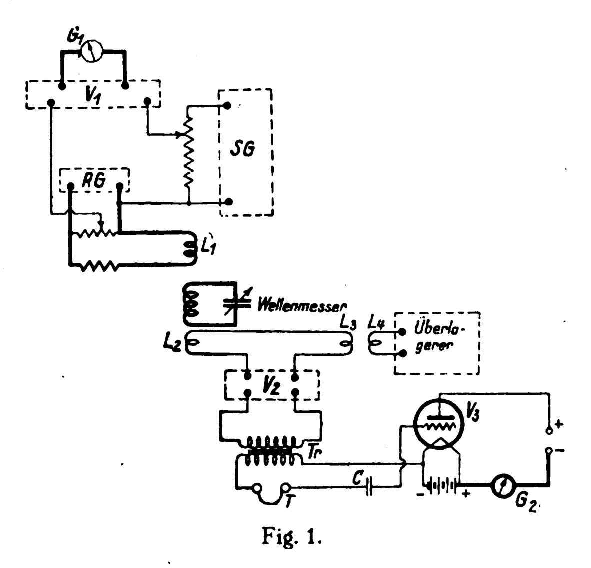


Fig. 1.

Schaltungsskizzen ausgeführt, in welcher Weise sich diese Mehode zur genauen Eichung eines Wellenmessers benutzen läßt. Eine Übersicht über die Schaltung gibt die obenstehende Figur. Ein Röhrengenerator RG liefert die Niederfrequenz von ungefähr 1000/sec. Seine Frequenz wird auf genau 1000/sec. gebracht durch Vergleich mit einem Stimmgabelgenerator SR, und zwar in folgender Weise. Die beiden Generatoren geben, wenn ihre Frequenzen nicht genau gleich sind, Schwebungen, die durch einen Verstärker V_1 hindurch auf ein Galvanometer G wirken. Sind die Frequenzen genau gleich, so steht der Zeiger des Galvanometers still; sind sie nicht gleich, so pendelt der Zeiger des Galvanometers im Tempo der Schwebungen hin und her. Man ist also imstande, die beiden Generatoren nach Sicht, nicht nach Gehör, auf genau dieselbe Frequenz einzuregulieren.

Mit der Spule L_1 des Generators ist lose gekoppelt der Wellenmesser, der geeicht werden soll. Er induziert auf die Spule L_2; auf die Spule L_3 induziert ein Überlagerer, dessen Frequenz annähernd bekannt ist. Die Spulen L_2 und L_3 wirken auf einen Sechsfachverstärker V_2, der außerdem als Gleichrichter geschaltet ist. Die Ausgangsleitung

desselben wirkt durch Vermittlung eines Transformators *Tr* auf einen Verstärker V_3, in dessen Anodenkreis sich ein Galvanometer G_2 befindet.

Der Zweck dieser Anordnung ist der folgende. Wenn der Wellenmesser allmählich variiert wird, so erhält der Strom in ihm Maximalwerte, so oft er in Resonanz mit irgend einer Harmonischen des Röhrensenders $RG—L_1$ ist. In diesen Fällen bekommt man dann auch in der Spule L_2 eine EMK, die von derselben Größenordnung ist wie diejenige, die durch den Überlagerer in der Spule L_3 induziert wird. Der Überlagerer wird so eingestellt, daß das Galvanometer G_2 keine Schwankungen mehr zeigt, d. h. also, daß keine Schwebungen zwischen dem Überlagerer und dem Strom im Wellenmesser mehr vorhanden sind. Kennt man die Frequenz des Überlagerers auch nur einigermaßen genau, so läßt sich ohne weiteres bestimmen, auf welche Harmonische des Generators ($(RG—L_1)$ der Wellenmesser abgestimmt ist. Aus der Ordnungszahl der Harmonischen und der genau bekannten Frequenz des Generators $(RG—L_1)$ folgt dann die genaue Frequenz, mit der der Wellenmesser in Resonanz ist.

Zur Ausführung der Methode bemerkt der Verfasser noch folgendes. Der Generator ist für die beschriebene Verwendung um so günstiger, je reicher er an Harmonischen ist. Um die Erzeugung von Harmonischen zu provozieren, ist die Selbstinduktion des Generators als einlagige Zylinderspule von 48 000 Windungen auf eine Hartgummiröhre gewickelt, damit die verteilte Kapazität der Spule so groß wie möglich wird. Die Spule ist mit einer großen Anzahl von Anzapfstellen versehen, die eine genügende Zahl von Frequenzstufen geben. Statt den Stimmgabelgenerator *SG* und den Generator *RG* auf ein Galvanometer G_1 wirken zu lassen, das das Verschwinden von Schwebungen anzeigt (siehe oben), kann man die Schwingungen der beiden Generatoren auch einer Braun'schen Röhre zuführen. Sind die Richtungen, in denen die beiden Schwingungen den Fleck der Röhre ablenken, senkrecht zu einander, so ist die auf dem Schirm der Röhre entstehende Figur nur dann unbeweglich, wenn die beiden Frequenzen genau gleich oder, was aber hier nicht in Frage kommt, ein ganzes Vielfaches von einander sind. J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Frequenzumformer.

D. R. P. 412 576. Schaltung für ruhende Frequenzumformer. Zus. z. Pat. 379 222. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Dezember 1923 ab. Ausgegeben am 22. April 1925.

Im Patent 379 222 ist eine Schaltung angegeben, die darauf beruht, daß die Maschine ganz oder teilweise von wattlosen Strömen entlastet wird. Dieses wird dadurch erreicht, daß parallel zum Umformer eine Kapazität ge-

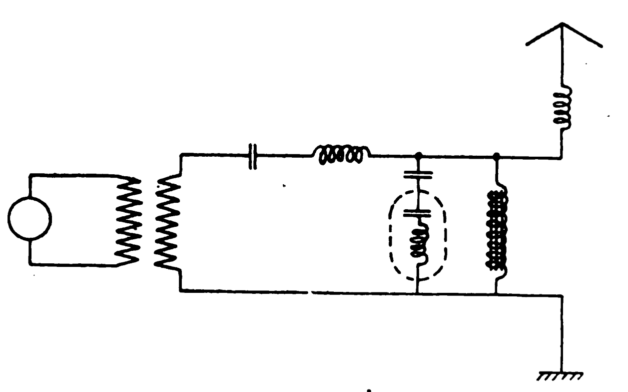


Fig. 1.

schaltet ist, welche ganz oder teilweise den Magnetisierungsstrom für den Umformer hergibt. Diese Anordnung hat aber den Nachteil, daß die höheren Harmonischen teilweise in den Kapazitätszweig gelangen und den Kondensator belasten, so daß eine Erhitzung desselben eintritt. Außerdem entsteht bei einer solchen Anordnung leicht Doppelwelligkeit, die wohl darauf zurückzuführen ist, daß der aus den Wicklungen und der Parallelkapazität bestehende Kreis zu Eigenschwingungen angestoßen wird. Die vorliegende Erfindung besteht nun darin, daß man in den durch die Kapazität und die Transformatorwicklungen gebildeten Kreis einen aus einer Selbstinduktion und einer Kapazität bestehenden Zweig, welcher ganz oder annähernd auf die Grundwelle abgestimmt ist, einschaltet (Fig. 1). Dieser Zweig ändert für die Grundwelle nicht die Verhältnisse, wohl aber bildet er ein Sperrsystem für die höheren Harmonischen, die daher von der Parallelkapazität ferngehalten werden und im günstigen Wirkungsgrad auf die Antenne übertragen werden können.

Schwingungserzeugung mit hintereinander geschalteten Entladungsstrecken.

D.R.P. 416 678. Einrichtung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen mit mehreren hintereinandergeschalteten Entladungsstrecken. Reiniger, Gebbert & Schall Akt.-Ges., Erlangen. Patentiert im Deutschen Reiche vom 22. Juli 1923 ab. Ausgegeben am 23. Juli 1925.

Gemäß der Erfindung gelangen in der Anordnung von mehreren hintereinander geschalteten Entladungsstrecken die an sich ebenfalls bekannten Entladungsstrecken zur Anwendung, bei welchen eine oder beide Elektroden je in einer achsialen Ausdehnung einer mit ihrem äußeren Rande aufgelagerten federnden Membran angebracht sind (Fig. 2). Infolge dieser Anordnung erlangen Ungleichförmigkeiten der Verteilung der Federkraft über den Umfang der Membran hin viel geringeren Einfluß auf den Elektrodenabstand als bei der bekannten Bauart federnder Serienfunkenstrecken, bei welchen achsial angeordnete Schraubenfedern den Abstand der verhältnismäßig weit außerhalb liegenden Elektrodenringe beeinflussen. Auch die Einstellung des Elektrodenabstandes läßt sich mit der Membranfederanordnung viel gleichmäßiger ausführen als mittels der achsialen Schraubenfedern. Man kann alle Entladungsstrecken der Serie als federnde Entladungsstrecken ausbilden; man kann aber auch einen Teil der hintereinander geschalteten Entladungsstrecken mit Elektroden in festem Abstande versehen und für den übrigen Teil der hintereinander geschalteten Entladungsstrecken federnde Entladungsstrecken verwenden. Solche Hintereinanderschaltungen mit federnden Entladungsstrecken haben bei erhöhter Einsatzspannung und in weiten Grenzen sich ändernder Belastung eine stets gleich günstig einstell-

bare Löschwirkung. Fig. 2 zeigt eine Gruppe von zwei hintereinander geschalteten Entladungsstrecken, deren je mit einer Feder *a* bzw. *b*, *c* und *d* versehene Elektroden *e*, *f*, *g* und *h*, gegebenenfalls unter Anwendung von Zwischenstücken *i*, durch eine gemeinsame Schraube *k* in ihrem

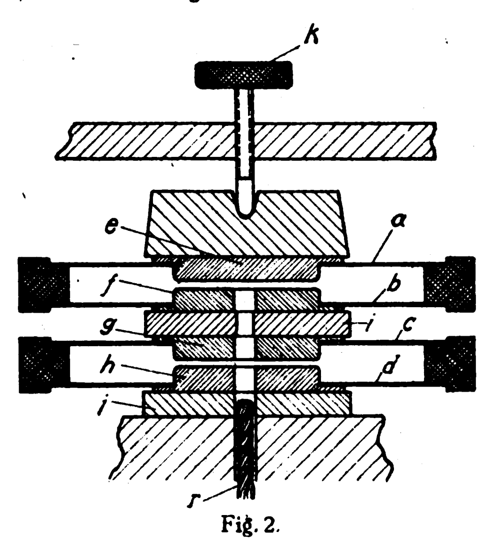


Fig. 2.

Abstande geregelt werden können. Sind dabei die Federn gleich stark, so kann man durch einen einzigen Handgriff an der Regelungsschraube *k* sämtliche Entladungsstrecken gleichmäßig einstellen. Man kann dabei das System der Entladungsstrecken durch einen achsialen Kanal, beispielsweise mittels eines in diesem eingeführten, in wasserstoffhaltige Flüssigkeit, etwa Alkokohl oder dergl., getauchten Dochtes *r* mit wasserstoffhaltiger Atmosphäre versehen und dabei vorteilhaft die Bohrung in dem Zwischenstück *i* um 1 bis 2 mm enger machen als in den Elektroden selbst.

Sendeschaltungen.

D.R.P. 414 482. Einrichtung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Dr. Siegmund Loewe, Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. Oktober 1918 ab. Ausgegeben am 6. Juni 1925.

Gegenstand der vorliegenden Erfindung ist eine Einrichtung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung, insbeson-

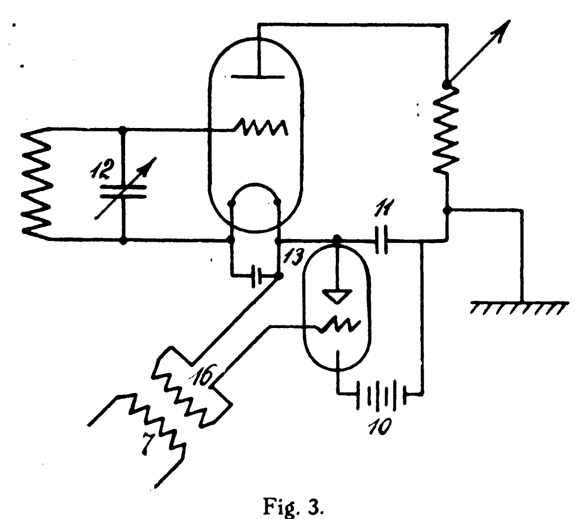


Fig. 3.

dere zur drahtlosen Telephonie. Nach vorliegender Erfindung werden die Sprechströme dem Gitter einer Hilfsröhre zugeführt, welche in den Anodenkreis der Hauptsenderöhre derart geschaltet ist, daß sie den Sprachschwingungen proportionale Beträge abdrosselt. Die Fig. 3 zeigt eine Ausführungsform der Erfindung. Eine Hilfsröhre 13 ist in den Anodenkreis der Hauptsenderöhre eingeschaltet. Sie drosselt dann vermöge ihrer durch die Sekundärwicklung 16 eines mikrophonisch besprochenen Transformators 7 veränderten Leitfähigkeit genau proportionale Teile der Anodenspannung 10 ab. Vorteilhaft wird die Hilfsröhre 13 an diejenige Stelle des Anodenkreises geschaltet, wo sie in der Figur gezeichnet ist, d. h. in die Zuleitung von der Batterie zum Kondensator 11. Die Nachrichtenübermittlung mit der vorstehend beschriebenen Schaltung ist bei weitem klarer, als sie bisher mit den bekannten Einrichtungen zu erzielen war.

D.R.P. 416 865. Hochfrequenz-Sendesystem. Marconi's Wireless Telegraph Comp. Ltd., London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Juni 1924 ab. Ausgegeben am 28. Juli 1925. Priorität: England 27. Juni 1923.

Von Filterkreisen, Ketten von Spulen und Kondensatoren hat man ausgedehnten Gebrauch bei Empfangs- und Telephonkreisen gemacht, zu dem Zweck, unerwünschte Frequenzen zu eliminieren. In Senderöhrenkreisen hat man sie angewendet, um unerwünschte Oberschwingungen, die ausgestrahlt werden, zu beseitigen, aber bisher mit wenig Erfolg. Dieser Mißerfolg rührt von der Tatsache her, daß, wenn das Filter zwischen der Röhre und dem Luftleiter im Ausgangskreis der ersteren liegt, Schwingungen von der Eigenfrequenz des Filterkreises erzeugt werden wegen des Vorhandenseins kapazitiver Rückwirkung in der Röhre und anderer störender Rückwirkungen, die gewöhnlich nicht beseitigt werden können. Wenn es aber durch sorgfältige Einstellung möglich ist, diese unerwünschten Schwingungen zu beseitigen, wird die Anordnung unwirksam wegen der hohen Impedanz des Ausgangskreises für die hochfrequenten Harmonischen. Gemäß der Erfindung werden diese Schwierigkeiten durch den Gebrauch eines geschlossenen, auf die Grundfrequenz abgestimmten Schwingungskreises zwischen dem Anodenkreis und dem Filterkreis beseitigt. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 4, in welchem 1 die schwingende Röhre und 2 die Spule im Anodenkreis derselben ist. $L_1 C_1$ ist der auf die Sendewelle abgestimmte geschlossene

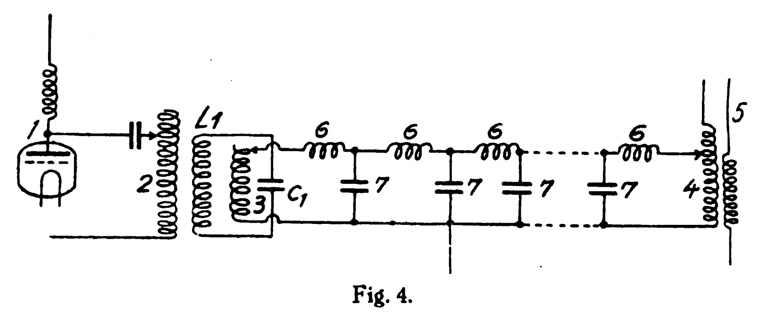


Fig. 4.

Kreis. Dieser Kreis ist mit der Spule 2 fest gekoppelt und ebenso mit einer Spule 3 am einen Ende eines Filterkreises, dessen anderes Ende durch eine Spule 4 gebildet wird, die mit dem Luftleiter 5 gekoppelt ist. Der dargestellte Filterkreis besteht aus einer Reihe von Spulen 6 nebst Parallelkondensatoren 7. Die erste und letzte Spule 6 sind halb so groß als die Zwischenspulen. Die Bedingungen, die den Wert jeder Zwischenspule und der Kondensatoren bestimmen, sind, daß $p^2 L C = 2$, wobei $p = 2\pi \cdot$ Frequenz ist, und daß das Verhältnis der Spannung am Filter zu dem Strom durch das Filter gleich $\frac{p \cdot L}{2}$ ist. Diese Wahl der Konstanten sichert, daß erstens die Amplitude der Grundfrequenz n beim Durchgang durch das Filter unverändert bleibt und zweitens alle Harmonischen auf eine kleine Amplitude verringert werden, welche von der Zahl der Glieder des Filters abhängt. Der abgestimmte Kreis wirkt wie ein Filter für alle Schwingungen im Filterkreise, deren Frequenz von der des geschlossenen Kreises abweicht, und daher sind die Potentiale, die durch diese Schwingungen

an der Platte der Röhre und durch die kapazitive Rückwirkung am Gitter erzeugt werden, relativ klein und die Tendenz des Selbstschwingens ist auf ein Minimum verringert.

D.R.P. 417 257. Einrichtung zum tönenden Senden mit hochfrequenten Wellen. Dr. Erich F. Huth, G.m.b.H., Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 19. August 1920 ab. Ausgegeben am 10. August 1925.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zum tönenden Senden mit hochfrequenten Wellen mittels Vakuumröhren in Schwingungserzeugerschaltung, welche in bekannter Weise durch eine niederfrequente Wechselstromquelle über einen Gleichrichter gespeist werden. Die Erfindung besteht darin, daß die niederfrequente Wechselstromquelle gleichzeitig zur Beeinflussung der Amplitude der hochfrequenten Welle benutzt wird. Derart werden Hochfrequenzwellen ausgesandt, deren Amplitude niederfrequent dauernd geändert wird, und man erhält derart tönende Hochfrequenzschwingungen insbesondere für

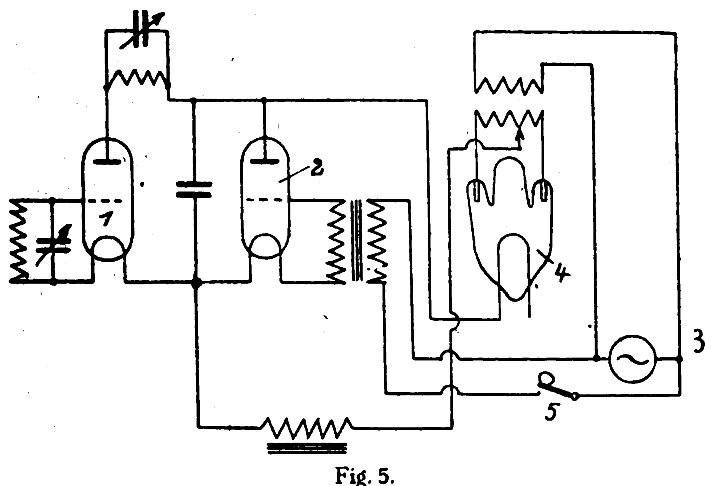


Fig. 5.

Telegraphiezwecke. Diese Tonfrequenz wird durch die niederperiodige Wechselstromquelle, welche den Anodenkreis der Röhren in Schwingungserzeugerschaltung speist, gleichzeitig bestimmt und geliefert. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 5. Wird der Taster 5 nidergedrückt, so wird die Frequenz der Wechselstromquelle 3 das Gitter der Röhre 2 erregen, und hierdurch werden die durch die Schaltung der Röhre 1 erzeugten hochfrequenten Schwingungen im Rhythmus der niederfrequenten Wechselstromquelle 3 moduliert. Derart werden während des Niederdrückens des Tasters 5 Hochfrequenzwellen ausgesandt, deren Amplitude in einer Tonfrequenz schwanken. Man erhält in dieser einfachsten Weise einen tönenden Sender mit Hochfrequenzwellen.

D.R.P. 418 504. Röhrensender für kurze Wellen. Marconi's Wireless Telegraph Comp. Ltd., London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 10. Juli 1924 ab. Ausgegeben am 8. September 1925. Priorität: Großbritannien 11. Juli 1923.

Werden bei der Erzeugung kurzer Wellen mehrere Röhren parallel zu einem Schwingungskreis geschaltet, so entstehen Schwierigkeiten wegen der Länge der notwendigen Leitungen zu den Gittern und Anoden, und eine Grenze für die Zahl der Röhren, die wirksam angewendet werden können, ist bald erreicht. Diese Schwierigkeiten wachsen mit abnehmender Wellenlänge. Gemäß der Erfindung wird mehr als ein Schwingungskreis benutzt, und diese Kreise werden parallel geschaltet (Fig. 6). Vorzugsweise wird ein besonderer Kreis für jede Röhre gebraucht, jedoch ist es in einigen Fällen auch möglich, zwei oder mehr Röhren parallel zu jedem Kreis zu schalten. Es lassen sich so beliebig viele Kreise miteinander verbinden, und so kann die Energie nach Wunsch gesteigert werden. Vorzugsweise werden die Kreise in einer Reihe angeordnet und mit gemeinsamen Schienen über Kodensatoren und Widerstände verbunden; die letzteren haben den Zweck, das Auftreten von Schwingungen in einem der so gebildeten Hilfskreise zu verhindern. Vorzugsweise enthält jeder Schwingungs-

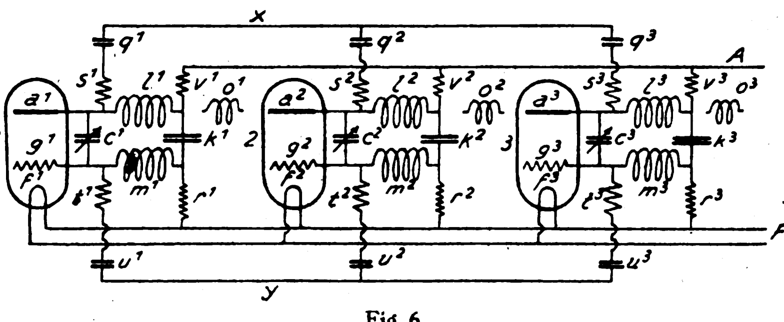


Fig. 6.

kreis zwei Spulen und zwei Kondensatoren, von denen einer für Abstimmungszwecke variabel ist. Diese Abstimmungskondensatoren werden zweckmäßig durch einen gemeinsamen Antrieb eingestellt, so daß alle Kreise gleichzeitig abgestimmt werden können. Die Heizfäden aller Röhren können mit gemeinsamen Heizleitungen verbunden werden, und die Anoden können an eine gemeinsame Hochspannungsquelle angeschlossen werden, und zwar über Widerstände, welche die von den einzelnen Röhren aufgenommenen Ströme ausgleichen und automatisch kleine Ungleichmäßigkeiten zwischen den Röhren korrigieren.

Empfangsanordnungen.

Empfangsverfahren.

D.R.P. 418 106. Verfahren zum Empfangen drahtloser Signale. „Nederlandsch-Indie" (Niederländisch-Indien), vertreten durch Seine Exzellenz Simon de Graff, Kolonialminister des Königreiches der Niederlande im Hag, Holland. Patentiert im Deutschen Reiche vom 29. Oktober 1922 ab. Ausgegeben am 25. August 1925. Priorität: Holland 29. Oktober 1921.

Es ist in der drahtlosen Telegraphie bekannt, Saitengalvanometer als Empfänger zu benutzen, deren Saiten auf eine Hörfrequenz abgestimmt sind, welche ihrerseits von den eingehenden Schwingungen, z. B. mittels Schwebungsempfangs, abgeleitet wird. Ferner ist vorgeschlagen worden, den Sender mit einem Luftleiter auszurüsten, dessen Kapazität und Selbstinduktion sehr groß gewählt sind, so daß eine niedrige Wellenfrequenz erreicht wird. Diese Wellen sollten dann einem zwischen den Polen eines Magneten angeordneten Draht zugeführt werden und diesen Draht in Schwingungen versetzen derart, daß er auf einen Kontakt in einem Relaiskreise einwirkte. Die Erfindung beruht auf der Erkenntnis, daß es möglich ist, über der Hörgrenze liegende hochfrequente Schwingungen in einem Saitengalvanometer ohne Frequenzwandlung zu empfangen. Gemäß der Erfindung werden die empfangenen Schwingungsströme nach Verstärkung, jedoch ohne Gleichrichtung, der Saite eines Galvanometers zugeleitet, deren Größe und Spannung so gestellt ist, daß ihre natürliche Eigenfrequenz die gleiche ist wie die Frequenz der empfangenen Schwingung. Wenn beispielsweise eine Frequenz von 300 000 vorliegt, entsprechend einer Wellenlänge von 1 km, so wird man eine Saite von etwa 1 mm oder noch geringerer Länge verwenden, für längere Wellen kann die Saitenlänge vorteilhaft entsprechend größer gewählt werden, z. B. für eine Wellenlänge von 10 km eine Saite von 10 mm. Die Saiten werden vorteilhaft aus Quarzfaser hergestellt, deren Oberfläche in der üblichen Weise leitend gemacht ist; der Durchmesser

der Saite beträgt vorteilhaft 0,01 mm oder weniger. Die Energie, die erforderlich ist, um die Faser mit genügender Amplitude in Schwingungen zu versetzen, ist von der gleichen Größenanordnung wie die Energie, die für ein Telephon zur Erzeugung eines hörbaren Schalles in Frage kommt; das Galvanometer ist mit anderen Worten ungefähr ebenso empfindlich wie ein Telephon. Neben der hohen Empfindlichkeit des Empfängers ist eine außerordentliche Schärfe der Abstimmung hervorzuheben, mit der der Empfänger auf eine gewünschte Frequenz abgestimmt werden kann. Dabei ist er in hohem Maße unempfindlich gegen Frequenzen, die sich wenig von der gewünschten unterscheiden. Auch die Amplitudenverkleinerung der freien Schwingungen des Leiters kann innerhalb weiter Grenzen verändert werden. Zu diesem Zwecke wird vorteilhaft der Raum, der die Saiten aufnimmt, soweit wie möglich evakuiert, und der gewünschte Dämpfungskoeffizient wird durch Beeinflussung des magnetischen Feldes erzielt, in welchem die Saite Schwingt. Der Luftdruck kann auf einen Druck entsprechend dem einer Quecksilbersäule von 0,001 mm oder weniger verringert werden, so daß die Dämpfung, die von der Umgebungsluft herrührt, vernachlässigt werden kann. Die Dämpfung kann auf diese Weise so klein gemacht werden, daß die Faser mehrere Sekunden braucht, ehe sie zur Ruhe kommt. Dekremente von 2×10^{-5} und weniger können auf diese Weise erzielt werden, d. h. solche, die mehrere hundertmal kleiner sind als die Dekremente mittels eines bestmöglichst hergestellten Schwingungskreises. Andererseits kann durch Verstärkung des magnetischen Feldes die Dämpfungsabnahme so weit vergrößert werden, daß eine Schnelltelegraphie von 400 bis 500 Worten je Minute möglich ist.

Hochfrequenzverstärker.

D.R.P. 417 384. Einrichtung für Hochfrequenzverstärker. Dr. Siegmund Loewe, Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 12. Juli 1923 ab. Ausgegeben am 13. August 1925.

Um wirksame Hochfrequenzverstärker für kurze Wellen zu bauen, ist es notwendig, den Wechselstromwiderstand des Eingangskreises des Verstärkers möglichst hoch zu

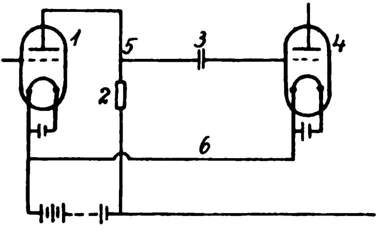


Fig. 7.

halten. Bisher war es üblich, in den Anodenkreis einer Hochfrequenzverstärkungsröhre einen hohen Widerstand zu schalten und von diesem über einen Blockkondensator die hochfrequente Wechselspannung zum Gitter der nächsten Röhre zu leiten. Fig. 7 zeigt schematisch dieses bekannte Verfahren. Im Anodenkreis der Vakuumröhre 1 liegt ein hochohmiger Widerstand 2, von welchem die Kapazität 3 zum Gitter der nächsten Röhre 4 abgezweigt ist. Es stellt sich dabei heraus, daß die Kapazität zwischen dem Punkte 5 und der Kathodenleitung 6 gemessen nicht unter etwa 6 bis 10 cm gehalten werden kann. Erfindungsgemäß wird diese Kapazität wesentlich dadurch verringert, daß die Anordnung so wie in Fig. 8 gewählt wird. Das Wesentliche besteht darin, daß die Leitung von der Anode der Röhre 1 zu dem hochohmigen Widerstand 2 selbst als eine Belegung des Kondensators 3 ausgebildet ist. Diese Kapazität kann in beliebiger Weise entweder durch ein Röhrchen aus Isolationsmaterial, welches außen die zweite Belegung des Kondensators trägt, gebildet werden oder auch in ebener Form, z. B. so, daß die Leitung von der Anode direkt durch die eine plattenförmige Belegung des Kondensators hindurch-

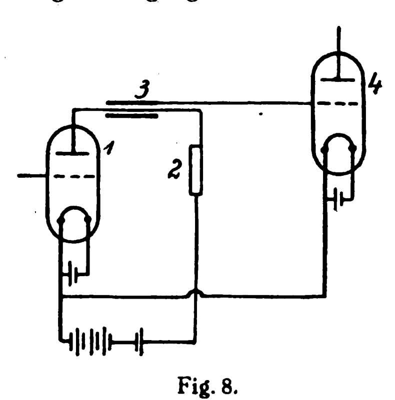


Fig. 8.

führt. Hierdurch tritt eine erhebliche Kapazitätsverminderung und Erhöhung der Wirksamkeit des Verstärkers für kurze Wellenlängen ein. Der Gitterkondensator 3 kann auch in den Sockel oder sogar in den Vakuumraum der Röhre selbst hineingelegt werden. Im letzteren Falle wird die Zuleitung zum nächsten Gitter durch das Glas der Röhre besonders hindurchgeführt.

Verschiedenes.

Antennen.

D. R. P. 416 867. Aufwickelbare Antenne. Gustav Sabel, München. Patentiert im Deutschen Reiche vom 29. August 1924 ab. Ausgegeben am 28. Juli 1925.

Gegenstand der Erfindung ist eine aufwickelbare Antenne, dadurch gekennzeichnet, daß der bandförmige Leiter derart in eine Kapsel eingerollt ist, daß sich die Lagen des Bandes aufeinanderlegen, so daß die aufgewickelte Antenne bequem und sicher in der Tasche untergebracht werden kann. Ein blanker Leiter, für welchen unter anderem zweckmäßig Lamettaband verwendet werden kann, wird auf eine Spule, die sich in einer Kapsel bewegt, so aufgekurbelt, daß sich die Lagen ähnlich wie bei den bekannten Bandmaßen übereinanderlegen. Das Ende des Bandes, welches aus der Kapsel hervorragt, wird mit einem Kontaktstift oder ähnlichem versehen, wodurch die Verbindung mit dem Radioapparat hergestellt wird. Diese Ausführung hat noch den Vorteil, daß mittels derselben eine Abstimmung der Wellenlänge vorgenommen werden kann, da dieselbe durch die freie Länge des Bandes bestimmt wird, wogegen die aufgewickelten und sich leitend berührenden Lagen auf die Wellenlänge keinen Einfluß haben.

D.R.P. 417 581. Antenne. Hermann Kamrath, Gotha. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. November 1924 ab. Ausgegeben am 17. August 1925.

Die Widerwärtigkeiten bei Anlage einer Hochantenne sind bekannt, um nur einige herauszugreifen, wie Überquerung von Starkstrom- und Telephonleitungen, die oft notwendig ist. Die Braunsche Rahmenantenne kann in der Praxis bei größeren Entfernungen zwischen Sender und Empfänger die Hochantenne wegen der sehr viel geringeren Lautstärke nicht ersetzen. Erfindungsgemäß kommt eine Antenne zur Anwendung, die der Wirkung einer Hochantenne gleichkommt, aber nur den Raum einer Rahmenantenne beansprucht. Diese Antenne besteht aus Metallgewebe, die rahmenförmig aufgespannt ist. Die Form des Rahmens spielt eine gewisse Rolle und ist daher für den Empfang zweckmäßig günstig zu wählen. Die Versuche mit diesem Rahmen in kleinen Dimensionen haben gezeigt, daß

er schon in geringer Höhe einer guten Hochantenne gleichwertig ist, aber störungsfreier wirkt.

D. R. P. 418 510. Sendeantenne. Radio-Corporation of America, New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 23. November 1920 ab. Ausgegeben am 10. September 1925. Priorität: Amerika 15. Februar 1918.

Gegenstand der vorliegenden Erfindung ist eine Antennenanordnung, bei der die Erdverluste wesentlich verringert werden. Die Verringerung des Erdwiderstandes wird gemäß der Erfindung dadurch erreicht, daß die Antenne neben einer Erdung gleichzeitig ein Gegengewicht erhält. In der Figur 9 ist eine Ausführung der Erfindung dargestellt. 2 sind Luftdrähte, die über Träger 3, 4 und 5 gespannt sind. 6, 7, 8 sind vertikale Leiter, welche über Abstimmspulen 9 zu je einem System von isoliert angebrachten sternförmig angeordneten Drähten 15 führen, die das Gegengewicht darstellen. Zwischen dem Luftdraht und dem Gegengewicht zweckmäßig von der Mitte der in die vertikalen Leiter eingeschalteten Spulen 9 vom Punkte 17 findet ein Anschluß an die Erde 16 statt. Mit dem ersten vertikalen Leiter ist ein Hochfrequenzgenerator 18 über den Transformator 19 verbunden. Der Zweck des Gegengewichtes besteht bekanntlich darin, die von Luftdrähten ausgehenden elektrischen Kraftlinien aufzufangen, so daß dieselben nicht zur Erde gelangen und in der Erde Verlustströme verursachen. Wird das Gegengewicht, wie es bisher üblich war, allein verwendet, so hat es ein unbestimmtes mittleres Potential gegen Erde. Durch die gleichzeitige Anwendung der Erfindung in der Art, wie das in der Fig. 9

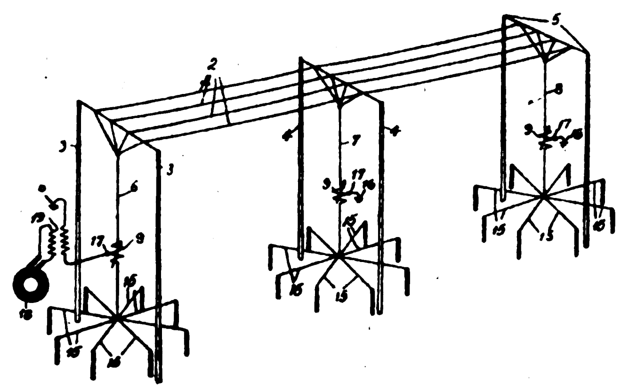


Fig. 9.

dargestellt wird, wird, wie es sich gezeigt hat, eine erhebliche Reduktion des Erdungswiderstandes des Gesamtsystems erzielt. Ferner bietet sich der praktische Vorteil, daß die Wechselstrommaschine 18, welche der Antenne über den Transformator 19 Energie liefert, infolge der Erdung gegen statische Potentialschwankungen geschützt ist.

Literaturschau.

Von **O. Schöpflin.**

W. G. W. Michell. Synchronous Signalling by Sound Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 3. Juni 1925.)

W. H. F. Griffiths. Interference from Adjacent Aerials. (The Wireless World and Radio Review, 3. Juni 1925.) Der Verfasser beschreibt die Meßresultate über reflektierte Energie durch einen Detektorempfänger und veranschaulicht diese durch Kurven.

A. P. Castellain. A Wireless Self Starter. (Wireless World and Radio Review, 10. Juni 1925.) In diesem Artikel wird ein automatischer Schalter für Rundfunkempfänger beschrieben. Seine Wirkungsweise beruht darauf, daß die beim Senden ankommende Energie, durch einen Kristalldetektor gleichgerichtet, ein elektromagnetisches Relais auslöst, und wodurch die Heizung des Empfängers eingeschaltet wird. Die Konstruktionseinzelheiten sind angegeben.

P. W. Willams. Connecting up an Intervalve Transformer. (The Wireless World and Radio Review, 10. Juni 1925.) Der Verfasser beschreibt die durch verschiedene Anschlüsse des Transformators entstehenden Effekte bei einem Niederfrequenz-Verstärker.

F. H. Haynes. Rectified A. C. for H. T. Supply. (The Wireless World and Radio Review, 17. Juni 1925.)

R. D. Bangay. Reaction. (The Wireless World and Radio Review, 17. Juni 1925.)

S. K. Lewer. Notes on Short Wave Reception. (The Wireless World and Radio Review, 17. Juni 1925.)

N. P. Vincer-Minter. General Purpose Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 24. Juni 1925.)

W. H. Eccles F. R. S. The Work of a Wireless Engineer. (The Wireless World and Radio Review, 24. Juni 1925.)

John Citizen. Aerials and Lighting. (The Wireless World and Radio Review, 24. Juni 1925.)

E. Mallet and V. J. Terry. The Quarz Oscillator. (The Wireless World and Radio Review, 24. Juni 1925.) Der Verfasser beschreibt eine interessante Erscheinung des Quarzkristalles. Es wurde festgestellt, daß z. B. ein Stück Kristall von 2,7 mm Länge eine Eigenfrequenz von 1 Million und eine dementsprechende Wellenlänge von 300 m hat. Die Eigenwelle des Kristalles ist ungefähr 110 000 mal so groß, wie die Länge des Kristalles.

E. H. Shaugnessy. Rugby-The Giant-Station of the G. P. O. (The Wireless World and Radio Review, 1. Juli 1925.)

W. Fulde. Working Ebonite. (Wireless World and Radio Review, 1. Juli 1925.) In diesem Artikel wurde kurz gefaßt die Hartgummi-Bearbeitung besprochen.

N. G. Baguley. An Amateur Station. (The Wireless World and Radio Review, 1. Juli 1925.)

H. A. Hartley. Reflex Neutrodyne. (The Wireless World and Radio Review, 1. Juli 1925.) Verfasser beschreibt eine Anordnung, die es gestattet, Rundfunkstationen auf 600 km Entfernung noch mit Lautsprecher zu empfangen. Die erste Röhre ist zur Doppelverstärkung verwendet worden, die nach der Cowpermethode neutralisiert wurde; die zweite Röhre wirkt als Audion.

J. Wilson. Two Valve All Range Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 1. Juli 1925.)

H. F. Smith. Selective Single Valve Reflex Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 8. Juli 1925.)

R. D. Bangay. Directional Reception. (The Wireless World and Radio Review, 8. Juli 1925.) Der Verfasser behandelt und begründet die Richtwirkung einer Rahmenantenne.

J. C. Macvie. Short Wave Work. (The Wireless World and Radio Review, 8. Juli 1925.)

J. H. D. Ridley. Transmission and Reception on 18 Meters. (The Wireless World and Radio Review, 8. Juli 1925.) Der Verfasser beschreibt die Stationseinrichtung der Amateurstation G5NN, die mit Ausnahme von China auf den meisten Erdteilen gehört wurde.

C. H. Stephenson. The High-Tension Problem. (The Wireless World and Radio Review, 15. Juli 1925.)

F. H. Haynes. 40 Meters and Below. (The Wireless World and Radio Review, 15. Juli 1925.) Verfasser beschreibt einen Empfänger, der einen Kurzwellenempfang gestattet und einfach herzustellen ist.

Viktor A. K. Smith. Adventures in a Hurricane. (The Wireless World and Radio Review, 15. Juli 1925.)

N. V. Mc. Lachlan. Interference. (The Wireless World and Radio Review, 15. Juli 1925.)

N. P. Wicer-Minter. Power-Amplification. (The Wireless World and Radio Review, 22. Juli 1925.) In diesem Artikel wird eine Kraftverstärkeranordnung mit einem besonderen Schaltungssystem angegeben, wodurch eine klare Tonwiedergabe erzielt werden soll.

A. Johnson-Randall. Full Volume with Three Valves. (Modern Wireless, Juli 1925.)

C. P. Allinson. A Filter and Tone Control Unit. (Modern Wireless, Juli 1925.)

John W. Barber. An Auto-Coupled Two Valve Receiver. (Modern Wireless, Juli 1925.)

E. P. Kendall B. Sc. Faults in Tuning Coils. (Modern Wireless, Juli 1925.)

A. D. Cowper M. Sc. Adapting the „Simple Selective Set". (Modern Wireless, Juli 1925.)

D. J. S. Hartt. B. Sc. A Skeleton Coil Crystal Set. (Modern Wireless, Juli 1925.)

John Underdown. Some Suggestions for Obtaining Better Reception. (Modern Wireless, Juli 1925.)

G. P. Kendall B. Sc. An all-enclose Super-Heterodyne Receiver. (Modern Wireless, Juli 1925.) Der Verfasser beschreibt einen Transponierungsempfänger, der in einem Koffer eingebaut ist und mit einfachen Mitteln einen guten Empfang gewährleistet.

F. M. Colebrook. B. Sc. The Rectifying Detector. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai 1925.)

E. A. Anson. Radio 20 A. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai 1925.)

P. K. Turner. The Testing and Measurement of Wireless Components. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai 1925.)

E. Simeon. The Aerial-Earth System. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai 1925.)

Hugh N. Ryan. Long Distance Work. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai 1925.)

Raymond M. Wilmotte B. A. Parasitic Loses on Inductance Coils at Radio Frequencies. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai und Juni 1925.) In diesem Artikel werden die Verluste der Selbstinduktionsspulen in zwei Teile geteilt behandelt:

1. Verluste durch die umgebenden Metallteile,
2. Verluste im Dielektrikum.

Die Begründung wird auch theoretisch abgeleitet.

E. H. Robinson. A Transmitting Circuit for Short Wavelengths. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai 1925.)

P. K. Turner. More About Errors in Measurement. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Mai und Juni 1925.) Der Verfasser beschreibt die bei der Messung der Eigenkapazität und Selbstinduktion der Spulen vorkommenden Meßfehler und deren Beseitigung.

W. B. Medlam B. Sc. and U. A. Oschwald B. A. Aerial Tuner Design. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juni und Juli 1925.)

G. G. Blake M. I. E. E. A. Inst. P. Communication on Wave-Lengths other tan those in General Use. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juni 1925.)

R. H. Barfield. M. Sc. A. C. G. I. Directional Properties of Receiving Aerials. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juni 1925.)

C. H. Stephenson. Insulations Tests. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juni 1925.) In diesem Artikel beschreibt der Verfasser Prüfungsmethoden und durchgeführte Prüfungen. Als Prüfinstrument wurde ein speziell zu diesem Zweck gebauter Elektroskop verwendet.

L. H. Thomas. Low-Power Experiments at 6 QB. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.)

The Paris Conference. Report of Sub Comite on the Organisation of the I. A. R. U. Constitution of the I. A. R. U. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.)

E. A. Anson. Fading Measurements. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.)

S. Butterworth M. Sc. High Frequency Copper Losses in Inductance Coils. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.) Der Artikel enthält die Beschreibung und Resultate durchgeführter Messungen, z. B. einlagige Quadratspule mit 7,5 cm Seitenlänge, Windungszahl 30, Drahtentfernung 1,5 mm, Drahtdurchmesser 0,71 mm, Gleichstromwiderstand 0,405 Ohm, Selbstinduktion zirka 77 Mikrohenry, Eigenkapazität unbedeutend, den Wechselstromwiderstand bei 300 m Wellenlänge gibt folgende Tabelle an:

Zustand der Isolierung	Art der Isolierung			
	Blank	Dopp. m. Seide	Emaillelack	Dopp. mit Baumwolle
trocken	1,58	1,58	1,61	1,64
feucht	1,68	2,09	1,71	4,09

S. G. Matthews. The Propagation of Electric Wave through Liquids. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.)

F. M. Colebrook. The Rectification of Small Radio Frequency Potential Differences. (Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.) Dieser Artikel enthält eine theoretische Abhandlung über Kristallgleichrichtung und Messung der so entstehenden Ströme durch Röhrenvoltmeter.

Hugh N. Ryan. Some Recent Observations on periodic Fading and the Night Effect. (The Experimental Wireless and The Wireless Engineer, Juli 1925.) Der Verfasser teilt das Resultat verschiedener Versuche über Empfangslautstärke mit.

W. James. Selective Four-Valve Broadcast Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 3. und 10. Juni 1925.)

R. H. Cook. Three Walve Unit Receiver. (The Wireless World and Radio Review, 10. Juni 1925.)

Chetwod Crawley. Post Office Point to Point Service. (The Wireless World and Radio Review, 10. Juni 1925.)

F. W. Danzemann. Receiver for KDKA. (The Wireless World and Radio Review, 10. Juni 1925.)

F. H. Haynes. Broadcast Wavemeter. (The Wireless World and Radio Review, 22. Juli 1925.)

N. W. Mc Lachlan. Interference. (The Wireless World and Radio Review, 22. Juli 1925.)

Richard Twelvetrees. Wireless Afloat. (The Wireless World and Radio Review, 22. Juli 1925.)





Band 26 FEB 18 1926 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

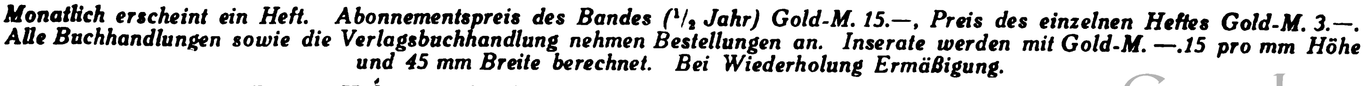
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1925.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Diesem Heft liegt das Inhaltsverzeichnis mit Sachregister von Band 26 bei.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Die Entwicklung der drahtlosen Großstationen.

Von **Georg Graf Arco.**

Die Entwicklungsphase, in welcher der Hauptgesichtspunkt der war, eine größtmögliche Antennenleistung bei größter Betriebssicherheit zu erzielen, liegt jetzt ein Jahrzehnt hinter uns. Dieses Problem ist seinerzeit durch die Einführung der direkten und indirekten Umwandlung mechanischer Energie in elektro-magnetische durch Hochfrequenzmaschinen restlos gelöst worden.

In den letzten 2 bis 3 Jahren ist die Großstationstechnik in eine neue Phase getreten. In den Vordergrund ist die Aufgabe gerückt, die betriebssicher erzeugten großen Leistungen in der *geeignetsten Frequenz* zu erhalten und mit einer entsprechend der inzwischen fortentwickelten Empfangstechnik *erhöhten Konstanz*.

Die geeignetste Frequenz stellte sich immer schon, wie die langjährigen Erfahrungen im Großstationsbetrieb zeigen, als ein Kompromiß dar, zwischen geringer Absorption unterwegs (möglichst lange Wellen) und größtmöglichem Lautstärkenunterschied zwischen Signalen und Störungen. Darin ist scheinbar nichts Neues. Aber die Wichtigkeit des Faktors der Empfangsstörungen ist immer größer und größer geworden. In der Phase der durch Funkenentladungen erzeugten Schwingungen krankte jede Übertragung auf große Entfernungen daran, daß die Erzeugung langer Wellen, wegen der speziellen Verhältnisse der Energieumwandlung durch Funkenentladungen, besonders auch bei Löschfunkenerregung, auf große Schwierigkeiten stieß. Es war wie eine Erlösung, daß bei maschineller Erzeugung die Umformung um so leichter und ökonomischer war, als die Wellen länger gewählt wurden. Im Betriebe Europa-Nordamerika wurde bei Wellen von mehr als 13 km annähernd gleiche Tag- und Nachtintensität festgestellt, und bei Wellen in der Nähe von 20 km vollkommen gleiche.

Es stellte sich heraus, daß der Gesichtspunkt der geringen Absorption und der leichten Umformung nicht ausreichend war, um die Aufgabe der sicheren und zeitlich kontinuierlichen Verbindung zu lösen. Die Eigenart des Empfängers war unberücksichtigt gelassen. Ungeachtet aller Verbesserungen der Empfangseinrichtungen hinsichtlich der Verringerung der atmosphärischen Störungen, zeigte es sich immer und immer wieder, daß nicht die absolute Lautstärke der ankommenden Zeichen das ausschlaggebende Moment für die Lesbarkeit und damit für die Qualität des Betriebes sei, sondern das *Verhältnis der Lautstärke der Signale zu den Störungen*. Dieses Verhältnis aber gestaltete sich immer ungünstiger, je länger die benutzte Welle gewählt wurde. Es gibt eine Arbeit von *Fessenden*, welche etwa 20 Jahre zurückliegt, über die Beziehungen der atmosphärischen Störungen zur Wellenlänge. *Fessenden* glaubte damals, es gebe ein Minimum der Störungen bei bestimmten Wellenlängen, nämlich etwa bei Wellen um 18 km herum. Die Beobachtung hat sich als unrichtig erwiesen. Heute nimmt man an, daß im gesamten für die drahtlose Technik anwendbaren Wellenbereich die Störungen dauernd, und zwar schnell mit der Größe der Wellenlängen zunehmen. Die günstigste Wellenlänge bei Tage ist ein Kompromiß zwischen der mit gesteigerter Wellenlänge abnehmenden Absorption einerseits und den zunehmenden Empfangsstörungen andererseits. Es entsteht auf diese Weise ein flaches Optimum für die Nordamerikaroute, für Wellen von der Länge etwa 15 km. Dieses Optimum ist aber nach längeren oder kürzeren Wellen verschiebbar, ja nach dem Grade der Konstanz der Sendewelle in dem Sinne, daß mit steigernder Konstanz die durch Absorption eintretende Empfangsschwächung durch lose Empfangskopplung und zeitlich länger ausgedehnte Energieakkumulierung im Empfänger ersetzt wird. Je konstanter daher die z. B. von einer Maschinensendestation ausgestrahlte Welle ist, um so mehr wird das Optimum für irgendeine Tagesübertragung nach den kürzeren Wellen hin verschoben. Es kommt hinzu, daß die absoluten Größen

der anwendbaren Maste aus praktischen Gründen, nämlich ihrer Kosten wegen, begrenzt sind. Etwa 250 m Höhe ist aus wirtschaftlichen Gründen das Höchstmaß für die heute üblichen Konstruktionen.

Selbst für Antennen, welche durch hohe Maste getragen werden, ergeben Wellen von 15 km und mehr schon ziemlich mäßige Wirkungsgrade der Strahlung, weil der Strahlungswiderstand im Verhältnis zum Gesamtwiderstand klein ist. Der Wirkungsgrad steigt daher rasch mit Verkürzung der Wellen und erreicht in der Nähe der Antennengrundschwingung bei 7—8 km seinen höchsten Wert. Damit erreicht auch die Größe der ausgestrahlten Leistung ihren größten Wert. Trotz gesteigerter Absorption wird das Optimum der Übertragung nach den kürzeren Wellen hin verschoben.

Für die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen sehr großer Leistung mittels Maschinen bedeuten aber bestimmte Wellenlängen bzw. Frequenzen tiefgreifende Scheidungspunkte. Unter maschineller Erzeugung versteht man heute die Erzeugung durch Hochfrequenzmaschinen. Man unterscheidet dann beiläufig noch zwischen Unterarten, die eine, in der die Hochfrequenzleistung direkt in der Maschine entsteht, und die andere mit außerhalb der Maschine durch Vervielfachung erzeugter Nutzfrequenz. Man teilt also eigentlich ein in Anlagen mit „eigentlichen Hochfrequenzmaschinen" und solche mit „Mittelfrequenzmaschinen". Bis heute wird die erste Gruppe in der Mehrzahl der arbeitenden Sendestationen benutzt. Fessenden, Alexanderson, Goldschmidt und Bethenod sind die Erfinder und Konstrukteure dieser eigentlichen Hochfrequenzmaschinen, welche eine direkte Abgabe der Nutzfrequenz an die Antenne ermöglichen. Das Prinzip der indirekten Erzeugung nutzbarer Hochfrequenz aus einer Mittelfrequenzmaschine ist von Telefunken auf eine Anregung hin eingeführt, die ich aus einer Vallaurischen Veröffentlichung in einer deutschen Fachzeitschrift geschöpft habe. Dabei schwebte mir von Anfang an der Gesichtspunkt vor Augen, daß es vorteilhafter sein müsse, die äußerste Hochfrequenz von dem gesamten Eisenvolumen der Hochfrequenzmaschine fernzuhalten, welches stets eine große Verlustquelle darstellen und eine Erschwerung der Konstruktion mit sich bringen müsse. Auch hier, wie überall in der Technik, schien mir eine Teilung des Umformerprozesses vorteilhaft, derart, daß allein in einem mechanisch nicht beanspruchten Teil, der speziell auf kleine Verluste für Hochfrequenz gebaut wird, nämlich in einem ruhenden Frequenztransformator, Höchstfrequenz fließt, während in dem mechanisch beanspruchten Maschinenumformer — also in der sogenannten „Hochfrequenzmaschine" — nur mittelfrequente Ströme fließen würden. Es war sofort klar, daß dieser Weg die Grenzen wesentlich verschieben würde, die für die reine Maschinenerzeugung durch mechanische Rücksichten und durch die Luftreibung bei sehr hoher Umfangsgeschwindigkeit bisher unverrückbar dem Fachmann gezogen waren.

Es war natürlich auch vorauszusehen, daß diesen prinzipiellen Vorzügen gewisse Nachteile gegenüberstehen würden, wie etwa die Notwendigkeit, ein oder mehrere verlustarme Schwingungskreise hinzuzufügen, durch welche die mehrstufige Umformung erst in ökonomischer Weise ermöglicht wird.

Diese Schwierigkeiten aber sind im Laufe der Entwicklung der letzten Jahre in viel höherem Grade verringert worden, als etwa die Verringerung der mechanischen Schwierigkeiten im Bau direkt die Nutzfrequenz erzeugender Hochfrequenzmaschinen. Von neuen Hochfrequenzmaschinen, die eine viel höhere Grundperiode als die bisherigen ergeben, ist nirgends etwas bekannt. Es lag schon in der allgemeinen Entwicklungslinie der Hochfrequenztechnik, die Verluste in Spulen und Kondensatoren zu verringern, auch in solchen, in denen sehr große Leistungen schwingen. Diese Fortschritte im Spulen- und Kondensatorbau, welche z. B. geknüpft sind an die Verbesserungen der Litzenspulen durch geeignetere Feldverteilung und der Kondensatoren durch ein Dielektrikum mit geringen Verlusten in den Zwischenräumen, lassen sich natürlich auch für die Großstationen dieser Art anwenden. Sie haben heute schon dazu geführt, daß der Wirkungsgrad indirekter Anlagen mindestens ebenso hoch ist, als der der besten direkten Anlagen. Die allgemein verbesserte Beherrschung der Energiebeziehungen gekoppelter Schwingungssysteme und insbesondere solcher, in welchen Eisen enthalten ist, hat weiter dazu geführt, mit wenigen, in vielen Fällen sogar mit nur einer einzigen Frequenzsteigerungsstufe und einem einzigen Schwingungskreise eine vielfache Frequenzsteigerung ökonomisch durchzuführen. Die so erzielbare Höchstfrequenz geht dabei weit über den Bereich hinaus, der überhaupt bei direkter Maschinenerzeugung möglich ist.

Während die beiden Gruppen, nämlich die direkte und die indirekte Maschinenumformung, ein Jahrzehnt lang mit einer gewissen Gleichberechtigung nebeneinander gestanden haben, hat sich allmählich in Rücksicht auf die ausgeführten Fortschritte das Bild verschoben. Über kurz oder lang wird die direkte Maschinenerzeugung ihre Bedeutung immer mehr verlieren. Die indirekte Erzeugung, welche wohl am zweckmäßigsten nicht als „Hochfrequenzmaschine", sondern als Frequenzwandler-Anordnung bezeichnet werden sollte, hat den Vorteil für sich, in jedem Bedarfsfalle nachträglich noch verbessert oder in bezug auf die günstigste Wellenlänge verändert werden zu können. In den Laboratorien von Telefunken wie auch anderwärts sind mittels der Frequenzwandlermethode Wellen bis unter 100 m erzeugt worden. Wenn auch die Einführung dieser Methoden in die Praxis nicht in Frage zu kommen scheint, weil die Röhrensender kurze oder kürzeste Wellen mit viel höherem Wirkungsgrade und mit einfachen Mitteln ergaben, so ist doch die Tatsache der Umformung von höchstem physikalischen Interesse und ein Beweis dafür, welcher Unterschied in bezug auf die Wellenerzeugung mittels Maschine, direkt oder mittelbar, vorhanden ist bei Vergleich der Anlage- und Betriebskosten mit denjenigen eines Röhrensenders. Ganz besonders bei Forderung der Modulation der Grundwelle, wie sie für Telephonie oder ähnliche Zwecke in Frage kommt, sind, wie gesagt und allgemein bekannt, diese Anlagen nicht konkurrenzfähig [1]).

Wenn man sich fragt, welchen Anwendungswert die Stationen mit direkter Maschinenerzeugung im Laufe der nächsten Jahre haben werden, wenn das Optimum der Wellenlängen auf Wellen von 30% oder gar 50% kürzerer Länge verschoben ist, so lautet die Antwort, daß hier zur direkten Erzeugung eben der Frequenzwandler hinzugefügt werden muß. Solche Anlagen werden aber trotzdem, sowohl hinsichtlich der Wellenskala wie auch der Ökonomie, den von vornherein als indirekte Anlage erbauten aus ver-

[1]) Der Maschinensender wird sich für Wellen, wie sie für den Rundfunk in Frage kommen, auf die Dauer neben dem Röhrensender nur dann halten können, wenn es gelingen sollte, seinen Wirkungsgrad zu verbessern. Dieser beträgt gemessen als das Verhältnis, Antennenleistung zur Aufnahme des Motors für Wellen von ca. 500 m nicht über 15 %, für Wellen von ca. 300 m nicht über 10 %. Erst bei Wellenlängen von 2000 m und mehr und für Leistungen von über 25 Antennen kW erscheint der Maschinensender als ernsthafter Konkurrent des Röhrensenders.



schiedenen Gründen unterlegen bleiben. Bei Benutzung von Frequenzwandlern ergeben sich bekanntlich — um einen Grund zu nennen — immer nur ganzzählige Vielfache der Maschinenfrequenz als Nutzwelle. Der Sprung oder Abstand der einen Frequenz zur nächsten, welche bei gegebener Grundperiode der Maschinen erhalten wird, ist also um so größer, je niedrigere Übersetzungen die Frequenzstufen darstellen, d. h. besonders groß bei Verzwei- oder Verdreifachung, wie sie bei 10 000 oder 15 000 Grundperioden notwendig ist, um in den „Nordamerika-Wellenbereich" zu kommen. Zur ökonomischen Ausnutzung von Großstationen erscheint heute schon die Benutzung verschiedener Frequenzen bzw. Wellen, sowohl bei gegebener Entfernung in Abhängigkeit von den Tages- und Jahreszeiten, wie von den speziellen Störungsverhältnissen an der Empfangsstelle, von allergrößter Bedeutung. Schon heute gilt der Grundsatz: Keine Großstation ohne eine Doppelwellenskala, d. h. von zwei Wellenbändern, die sich etwa wie 1 : 2 verhalten sollten und für Tag und Nacht optimal sind.

Die Forderungen in bezug auf die Wellenkonstanz für eine Maschinenanlage, welche gleichbedeutend ist mit der Konstanz ihrer Umdrehungszahl, haben sich ununterbrochen in der hinter uns liegenden zehnjährigen Entwicklung gesteigert. Die ersten Empfangseinrichtungen mit ihren enger gekoppelten und verlustreicheren Empfangskreisen hatten eine abgeflachte Resonanzkurve, für die in der Frequenz Schwankungen in der Größenordnung von $^1/_{10}$% nichts ausmachten. Die neuen Empfangsanordnungen mit meist aperiodischen Antennen, mit verlustschwachen und extrem lose gekoppelten Kreisen sind so eingestellt, daß für volle Ausnutzung der Resonanzenergie-Akkumulierung eine etwa zehnmal größere Konstanz erforderlich ist. Die Schwankungen dürfen also nicht größer sein als etwa $^1/_{100}$%. Für das Anzeigen so kleiner Schwankungen sind natürlich besondere Frequenzindikatoren hochempfindlicher Art notwendig. Sie sollen ein Mehrfaches derjenigen Frequenzempfindlichkeit besitzen, welche die hochselektiven Empfänger selber ergeben. Mechanische Mittel, z. B. ein Zentrifugal-Regulator oder ein mechanisches Resonanzsystem, entsprechen dieser Forderung nicht. Auch hier ist es die Verstärkerröhre, welche in Verbindung mit verlustarmen Abstimmkreisen und in gewissen Differential- oder Vergleichsschaltungen diese hochempfindlichen Indikatoranordnungen liefert. Alsdann bleibt noch die weitere Schwierigkeit zu überwinden, die Anzeige der Indikatoren ohne Zeitverlust als Korrektur auf den Maschinenlauf zur Einwirkung zu bringen. Es müssen mechanische Bewegungen des Indikators ohne Zeitdifferenz in Starkstrom-Schaltbetätigungen umgesetzt werden. Die Größen der bewegten Kontakte müssen dem Umstand Rechnung tragen, daß Schließungen und Öffnungen für die Schaltung solcher Leistungsbeträge, wie sie zur Beschleunigung von Motoren von mehreren 100 kW notwendig sind, ausreichen.

Neben den Langwellen-Verbindungen, welche namentlich auf der Europa-Nordamerika-Strecke heute schon einen so hohen Grad der Betriebssicherheit erlangt haben, daß 24stündige Dauerverbindung fast während des ganzen Jahres (sehr häufig im Schnelltempo) aufrecht erhalten werden kann, wird die Verbindung mit kürzesten Wellen auf Grund der Ergebnisse der Amateurversuche und besonders auch auf Grund der erfolgreichen Spiegelversuche Marconis immer mehr als Konkurrent ins Feld treten. Zweifellos geben diese Kurzwellensender zu der Tageszeit, wo über dem ganzen Verbindungsraum zwischen Sender und Empfänger oder wenigstens über der Hälfte desselben Dunkelheit herrscht, heute schon einwandfreie betriebssichere Ergebnisse, und zwar bei wesentlich kleineren Antennenanlagen und kleineren aufgewendeten elektrischen Leistungen. Es bleibt aber noch die Frage offen, ob für den Tag, d. h. für die Zeit der Helligkeit, die Verbindung auch nur annähernd kontinuierlich durchgehalten werden kann. Zweifellos sind eine Reihe von Tagesverbindungen im Laufe des letzten Jahres beobachtet worden. Dennoch bleibt es zweifelhaft, ob es nicht viele Tage im Laufe eines Jahres gibt, wo mit denselben und noch stärkeren Sendemitteln Tagesverbindungen überhaupt nicht zustandekommen. Die Ausbreitung der kürzesten Wellen erfolgt höchstwahrscheinlich in vollkommen anderer Art als die Ausbreitung der bisherigen langen Wellen. Irgendeine die beobachteten Erscheinungen genügend klärende Theorie ist bisher noch nicht aufgestellt worden.

Eine genauere Voraussage über die Gleich- und Ungleichmäßigkeit der für die Übertragung wichtigsten elektrischen Verhältnisse steht daher ebenfalls noch aus. Die Verkehrsstatistik, welche jetzt z. B. von Telefunken über den Zeitraum eines ganzen Jahres bei möglichst kontinuierlichen Versuchen zwischen Nauen und Baires vorliegt, gibt über diese Frage noch keine eindeutige Auskunft. Aus Gründen der noch fehlenden physikalischen Klarheit ist es ebenfalls unmöglich, zu sagen, wie die Sende- und Empfangsantennen am günstigsten ausgeführt werden sollen. Vertikaldrähte in Grundschwingung oder in einer Oberschwingung konkurrierten mit horizontal angeordneten Drähten und Drahtschleifen, gespiegelte Anordnungen mit horizontal angeordneten Strahlern. Die Vergleichsergebnisse sind nicht eindeutig. Aus allem aber erkennt man, daß es die eigenartige Ausbreitung der kurzen Wellen, namentlich auf große und größte Entfernungen ist, welche diese Undurchsichtigkeit der Vorgänge zur Folge hat. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Sendeanordnungen treten gegenüber den Unterschieden in den Übertragungs- und Ausbreitungsverhältnissn vorläufig in ihrer Wichtigkeit erheblich zurück. Die Kurzwellen-Übertragung ist in sehr viel höherem Maße als die Langwellen-Übertragung von den wechselnden Fortpflanzungsbedingungen im Raume abhängig und mit diesen variabel. Es gewinnt allmählich allerdings die Wahrscheinlichkeit Raum, daß die hohen Türme der bisherigen Langwellenstationen ihre Bedeutung auch in Zukunft beibehalten werden. An Stelle der bisherigen Langwellenantennen werden sie wahrscheinlich irgendwelche neuen Kurzwellenantennen zwischen ihren Spitzen in der Luft tragen, Anordnungen, durch welche die sonst großen Erdverluste vermindert werden können. Es ist also wahrscheinlich, daß die alten Langwellen-Stationen noch viele Jahre hindurch, vielleicht sogar für immer, eine Bedeutung erhalten werden, mindestens im Sinne einer Notreserve, welche dann einsetzt, wenn die Übertragungsverhältnisse für Kurzwellen ganz besonders ungünstig geworden sind.

Röhren-Meßmethode zur Bestimmung der Verluste in Kondensatoren bei Hochfrequenz.

Von Erich Offermann.

A. Veranlassung und Zweck der vorliegenden Arbeit.

Die Messung der Dämpfungsbeiträge von Kondensatoren in Hochfrequenzkreisen hat nicht nur wissenschaftliches Interesse zwecks Untersuchung der verschiedenen Dielektrika im Hochfrequenzfelde, sondern sie ist auch für die Technik von großer Bedeutung, besonders für den Kondensatorenbau. In der Literatur wurde daher das Gebiet schon öfters behandelt und es sind mehrere Meßmethoden ausgearbeitet worden, welche die Messung der Verlustwinkel zum Ziele hatten.

Als neuere Arbeiten auf diesem Gebiete seien diejenigen von Hund[1][2], Trautwein[3], Steinhaus[4], Bairsto[5], Pauli[6] und Schott[7] erwähnt. Bezüglich früherer Untersuchungen sei auf die Schottsche Arbeit verwiesen, welche die Literatur bis 1920 enthält. Sie gibt auch die theoretischen Grundlagen der Verlustwinkelberechnungen, die hier nicht wiederholt zu werden brauchen. Wir werden im folgenden des öfteren auf diese Arbeit Bezug nehmen.

Die Methoden der Dämpfungsmessungen lassen sich in zwei Klassen einteilen, von denen die eine mit gedämpften, die andere mit ungedämpften Schwingungen arbeitet. Wegen der Schwierigkeit, konstante Betriebsbedingungen bei Funkenerregern zu erreichen, werden die Meßmethoden dieser Klasse heute wohl kaum mehr angewandt. Wir befassen uns daher im folgenden nur mit den Methoden, die mit ungedämpften Schwingungen arbeiten. Von diesen Methoden sind die nachstehenden am gebräuchlichsten:

1. Verfahren nach Bjerknes mit Erweiterungen von Pauli,
2. Differentialmethode (Hund, Trautwein),
3. Vergleichsverfahren (Schott).

Die Verfahren nach Bjerknes und Pauli liefern das totale Dekrement eines Schwingungskreises. Der Dämpfungsbeitrag eines Kondensators würde sich dann aus zwei Messungen bestimmen lassen, indem das Dekrement einmal gemessen wird, wenn der Kreis den Verlustkondensator, das andere Mal einen verlustfreien Kondensator gleicher Größe enthält. Die Differenz beider Dekremente ergäbe dann die gesuchte Größe. Wegen der Kleinheit der Kondensatordekremente im Verhältnis zu den totalen Dämpfungen von Schwingungskreisen können diese Methoden, als zu ungenau, für die Bestimmung von Verlustwinkeln nicht in Betracht kommen.

Die Methode mit Differentialtransformator und das Vergleichsverfahren können im wissenschaftlichen Laboratorium und unter ständiger Beobachtung der Fehlerquellen wohl sehr genaue Resultate ergeben, wegen der zum Teil recht erheblichen Schwierigkeiten bei der praktischen Durchführung sind sie aber für die Technik kaum verwendbar.

Zweck der vorliegenden Arbeit war nun, eine Meßmethode auszubilden, welche mit einfachen Mitteln kleine Dekremente mit großer Genauigkeit zu messen gestattet, und welche Fehlerquellen nach Möglichkeit ausschließt, so daß ihre Anwendung in der Technik ohne große Schwierigkeiten möglich ist. Gleichzeitig stellt die Arbeit einen Beitrag dar zum Thema: Die Elektronen-Röhre in der Hochfrequenz-Meßtechnik.

B. Fehlerquellen bei Verlustmessungen und Wege zu ihrer Beseitigung.

Auf Grund der Erkenntnis, daß eine Meßmethode um so weniger Fehlerquellen aufweist, je einfacher sie im Prinzip ist, hatte Schott für seine Untersuchungen das einfache Vergleichsverfahren gewählt. Das Prinzip dieser Methode sei hier kurz wiederholt: Mit einem Senderkreise, in welchem ungedämpfte Schwingungen erregt werden, ist ein Meßkreis lose gekoppelt, der seinerseits auf einen Indikatorkreis, welcher ein empfindliches Meßinstrument enthält, induziert. Die Messung wird so ausgeführt, daß der Meßkreis, bestehend aus einer Induktivität und dem zu untersuchenden Kondensator, auf den Senderkreis abgestimmt wird. Das Meßinstrument des Indikatorkreises zeigt dann einen bestimmten Maximalausschlag. Dann wird die Verlustkapazität durch einen verlustfreien Kondensator gleicher Größe ersetzt und in den Kreis soviel Widerstand zugeschaltet, bis der ursprüngliche Ausschlag wieder erreicht ist. Der Operator des Verlustkondensators ist damit bestimmt. Dieser einfachen Meßmethode haften folgende prinzipielle Mängel an.

Die Empfindlichkeit ist verhältnismäßig gering. Ist der Meßkreis auf den Sender abgestimmt, so berechnet sich in ersterem die Stromstärke zu $\mathfrak{J} = \mathfrak{E} : R$, wenn $\mathfrak{E}$ die im Meßkreis vom Sender induzierte EMK, und R den totalen Widerstand des Kreises bei der betreffenden Frequenz bedeuten. Wird beim Vertauschen der Kondensatoren der Widerstand um den Betrag ΔR geändert, so ändert sich auch der Strom in dem gleichen prozentualen Verhältnis. Um große Stromänderungen zu erzielen, muß man demnach den Gesamtwiderstand des Meßkreises möglichst klein halten. Das Dekrement eines Schwingungskreises läßt sich aber kaum unter 0,01 herabdrücken. Bei einer Wellenlänge von z. B. λ gleich 3000 m und einem Kondensator von 1000 cm entspricht diesem Dekremente ein Dämpfungswiderstand von 4,5 Ohm. Soll nun der Verlustwinkel dieses Kondensators auf eine Sekunde genau ermittelt werden, so entspricht diesem Werte ein Seriewiderstand von 0,007 Ohm gleich 0,15% des totalen Widerstandes. Die Methode verlangt also eine Genauigkeit der Strommessung von 1 bis 2 Promille.

---

[1] Hund, Differentialmethode zur Messung kleiner Verluste in Hochfrequenzsystemen. Diss. Karlsruhe 1913.

[2] Hund, Neue Meßmethode zur Bestimmung des log. Dekrementes von Kondensatorschwingungen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1915, Bd. 10, S. 305.

[3] Trautwein, Über Verlustmessungen bei hohen Frequenzen. Diss. Karlsruhe, Ref. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd. 18.

[4] Steinhaus, Über die dielektrischen Verluste in Kolophonium usw. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd 18.

[5] Bairsto, On the Variation with Frequency of the Conductivity usw. Proc. Roy. Soc. London 1920, Bd. 96.

[6] Pauli, Zur Theorie der Messungen ungedämpfter elektrischer Schwingungen usw. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd. 17.

[7] Schott, Diss. Hochfrequenzverluste von Gläsern und einigen andern Dielektricis. Ref. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd. 18.

Damit dies möglich wird, muß die in dem Meßkreis durch den Sender induzierte *EMK* innerhalb dieser Grenzen konstant bleiben. Dieser Umstand bedingt wiederum eine sehr hohe Konstanz einmal des Senders und ferner der Kopplung zwischen Sender- und Meßkreis. Diese Kopplung besteht aber nicht nur aus der induktiven Kopplung der Koppelspulen, sondern es wirken stets kapazitive Kopplungen zwischen den Kreisen mit, die um so mehr ins Gewicht fallen, je kleiner die Kopplung überhaupt ist. Es besteht nun die große Gefahr, daß beim Austausch der Kondensatoren oder durch den Körper des Beobachters diese kapazitiven Kopplungen unbemerkt verändert und dadurch die Messungen gefälscht werden. Als Sender, welche der Forderung einer so großen Konstanz genügen, kommen bis heute wohl nur Röhrensender in Frage. Um die bekannte Erscheinung des Ziehens zu vermeiden, welche eine Resonanzeinstellung überhaupt unmöglich macht, muß man, wie Pauli[8]) gezeigt hat, die Kopplung zwischen den Kreisen stets loser als die kritische Kopplung machen. Diese ist nun selbst um so kleiner, je geringer das Dekrement des Meßkreises ist[9]). Da solches im Interesse einer guten Empfindlichkeit, wie oben dargelegt, möglichst klein gehalten werden muß, ergibt sich ausnahmslos eine äußerst lose Kopplung zwischen den Kreisen, bei welcher die kapazitiven Anteile eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit der Strommessung verwandte Schott eine Schaltung mit einem Thermokreuz, dessen Thermostrom kompensiert war und die somit eine Nulleinstellung erlaubte. Bei der Beseitigung der kapazitiven Einflüsse begegnet man beträchtlichen Schwierigkeiten. Nachdem Schott gefunden hatte, daß Abschirmungen der Kreise gegeneinander nicht zum Ziele führten, behalf er sich schließlich damit, daß er die zu vertauschenden Kondensatoren in einen gemeinsamen und geschirmten Käfig brachte. Direkte kapazitive Beeinflussungen des Indikatorkreises können nach Giebe und Alberti[10]) durch symmetrische Anordnung des Indikatorkreises unschädlich gemacht werden.

Zwecks Verbesserung der Vergleichsmethode wurde nun zuerst versucht, das Dekrement des Meßkreises künstlich herabzudrücken. Der Meßkreis wurde in den Anodenkreis einer Eelektronenröhre eingeschaltet und über das Gitter derselben rückgekoppelt, wobei die Rückkopplung so lose war, daß sich der Kreis nicht selbst erregte. Die Resonanzkurven dieses rückgekoppelten Meßkreises wurden bei sukzessiver Vergrößerung der Rückkopplung aufgenommen. Die Kopplung zwischen Sender und Meßkreis blieb bei diesem Versuche konstant. Fig. 1 gibt den Verlauf dieser Resonanzkurven, welche infolge der fortschreitenden Entdämpfung immer höher und spitzer werden. Das Dekrement des Meßkreises war schließlich soweit gesunken, daß die Kopplung zwischen Sender und Meßkreis den kritischen Wert erreichte, bei welchem die Zieherscheinung auftrat. Die Resonanzkurve spaltete sich dann in zwei Teile (Fig. 2). In der genauen Resonanzlage sind die Schwingungen im Sekundärkreise erloschen[11]). Bei einem zweiten Versuche (Fig. 3) wurden die Resonanzkurven so aufgenommen, daß die Resonanzausschläge am Indikatorinstrument durch Einstellung der Kopplung zwischen Sender und Meßkreis stets auf gleichen Wert gebracht wurden. Wie aus den Kurven er-

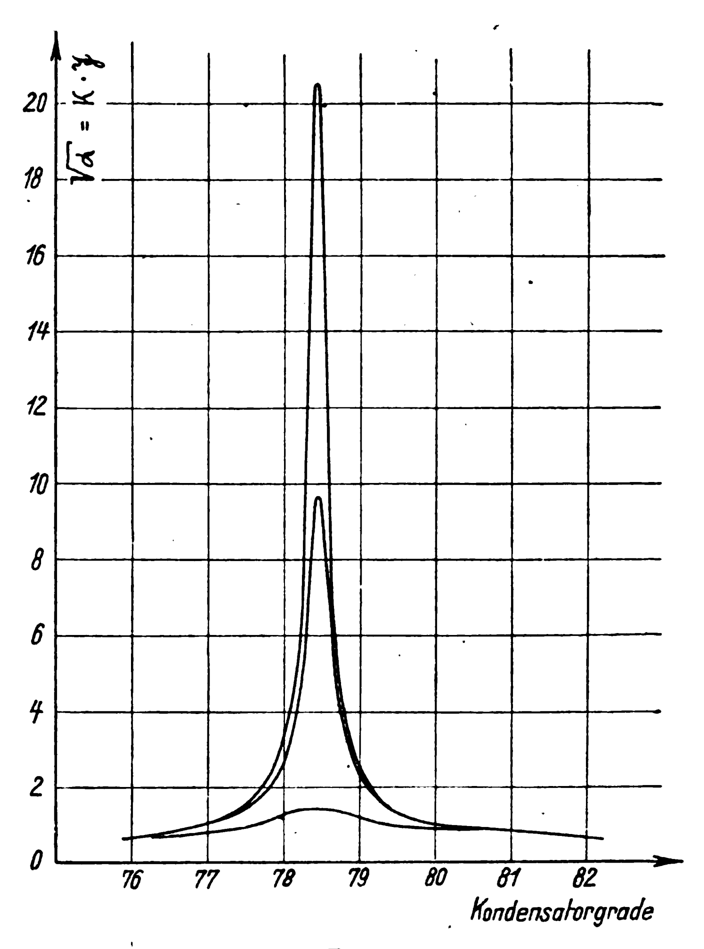


Fig. 1.

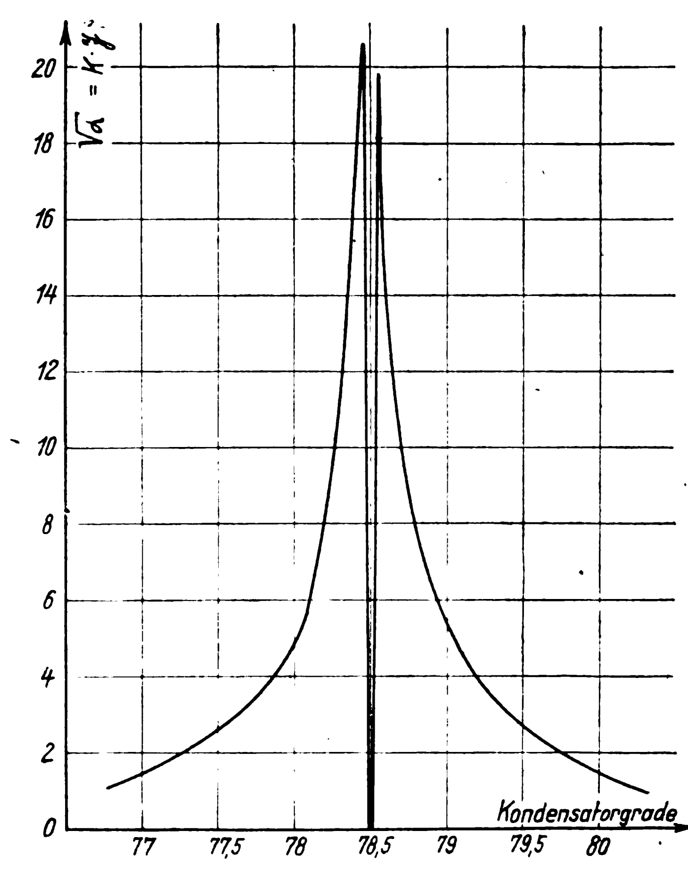


Fig. 2.

[8]) Pauli, Diss. Ref. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd. 17.

[9]) Möller, Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 133.

[10]) Giebe und Alberti, Störende Kapazitätswirkungen bei Hochfrequenzmeßanordnungen. Jahrb. d drahtl. Telegr. 1920, Bd. 16.

[11]) Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 124.

sichtlich, konnte die Dämpfung des Meßkreises durch passende Einstellung der Rückkopplung so weit erniedrigt werden, daß der ganze Verlauf der Resonanzkurve innerhalb eines Kondensatorgrades lag. Wegen der geringen Gesamtdämpfung eines so entdämpften Meßkreises verursachte das Einschalten eines kleinen Widerstandes in den Kreis bereits eine beträchtliche Stromänderung. Die so erzielte Erhöhung der Empfindlichkeit brachte andererseits die Nachteile mit

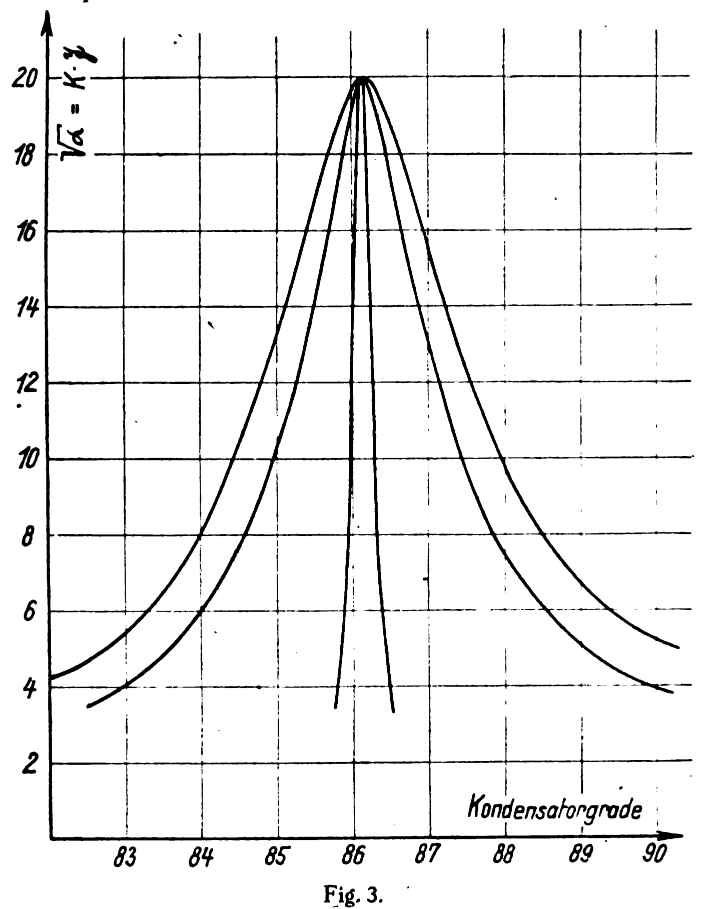


Fig. 3.

sich, daß sich wegen des spitzen Verlaufes der Resonanzkurven die Resonanzstromstärken nicht mehr genau einstellen ließen und daß sich die kapazitiven Störungen wegen der notwendigen unterkritischen Kopplungen zwischen Sender und Meßkreis immer mehr störend bemerkbar machten. Dieser Weg zur Verbesserung der Methode wurde daher wieder verlassen.

In welcher Weise die beschriebenen Versuche zur genauen Messung von Induktivitäten vorteilhafte Verwendung finden können, soll in einem späteren Abschnitt gezeigt werden.

C. Prinzip der neuen Methode.

Der Gedankengang, der zu der Meßmethode führte, war folgender: Will man von dem Einflusse der so schädlichen Kapazitätskopplungen frei werden, so muß man vor allem auf die Anwendung gekoppelter Kreise verzichten; d. h. die Schwingungen müssen im Meßkreise selbst erzeugt werden.

Denkt man sich einen Meßkreis durch ein Elektronenröhre mit Gitterrückkopplung unterspannt erregt, so wird sich im Kreise ein Strom von solcher Größe einstellen, daß die im Dämpfungswiderstand des Kreises verzehrte Leistung gleich der durch den Anodenstrom dem Kreise zugeführten Leistung ist. Vergrößert man durch Zuschalten eines Widerstandes die Dämpfung des Kreises, so würde in ihm die Stromstärke im Verhältnis der Widerstandszunahme zurückgehen, wenn der die Leistung zuführende Anodenstrom konstant bliebe. Da letzterer selbst eine Funktion des Schwingungskreisstromes ist, wird eine Abnahme desselben auch eine Abnahme des Anodenstromes und damit auch der zugeführten Leistung zur Folge haben. Die verkleinerte Leistung bedingt wiederum eine Abnahme des Kreisstromes, und das Spiel setzt sich fort, bis eine neue Gleichgewichtslage erreicht ist. Die Änderung des Schwingungsstromes mit dem Kreiswiderstand ist um so größer, je mehr man sich einem besonderen Schwingungszustand, dem sogenannten indifferenten Schwingungsgleichgewicht, nähert. Nach Möller[12]) ist dieser Zustand dadurch gekennzeichnet, daß sich Schwingkennlinien und Rückkopplungsgerade vom Anfangspunkt aus über ein endliches Stück decken. Man erhält diesen Zustand, wenn man den Arbeitspunkt der Röhre in ein geradliniges Stück der Röhrenkennlinie verlegt und die Rückkopplung so einstellt, daß sich der Kreis an der Grenze der Selbsterregung befindet. Einer unendlich kleinen Änderung des Kreiswiderstandes entspricht dann theoretisch eine endliche Stromänderung. Diese Eigenschaft des selbsterregten Kreises wird nun auf folgende Weise zur genauen Messung von Kondensatordekrementen benutzt.

Der zu untersuchende Kondensator wird mit einer Induktivität zu einem Schwingungskreise vereinigt, welcher über eine Elektronenröhre rückgekoppelt ist. Die Rückkopplung wird so eingestellt, daß sich der Kreis im Zustande des indifferenten Schwingungsgleichgewichtes oder in seiner unmittelbaren Nähe befindet. Dann wird unter Konstanthaltung der Rückkopplung die Verlustkapazität durch einen verlustfreien Kondensator gleicher Größe ersetzt und in den Kapazitätszweig des Schwingungskreises so viel Ohmscher Widerstand hinzugeschaltet, bis der ursprüngliche Schwingungszustand wieder erreicht ist. Der Verlustwiderstand des Kondensators ist dann für die betreffende Frequenz durch den erforderlichen Zusatzwiderstand zum Vergleichskondensator bestimmt.

Dieses neue Vergleichsverfahren besitzt gegenüber der gewöhnlichen Vergleichsmethode von vornherein folgende erheblichen Vorteile:

1. Fortfall des Senders, dessen Konstanz Schwierigkeiten bereitet.

2. Große Empfindlichkeit der Methode; also ein scharfes Abgleichen des Widerstandes ohne künstliche Erhöhung der Empfindlichkeit des Meßinstrumentes.

3. Fortfall der kapazitiven Störungen, welche die Meßresultate fälschen können.

4. Große Einfachheit und leichte Ausführung der Methode mit einfachen Hilfsmitteln.

D. Theorie der Dämpfungsmessung.

Der zu untersuchende Kondensator C befindet sich in einem Schwingungskreise, der über eine Elektronenröhre rückgekoppelt ist (Fig. 4). Denkt man sich den Schwingungskreis unterbrochen und dem Kondensator vermittelst einer Spannung E_0 eine Ladung Q_0 erteilt, so wird diese beim Schließen des Kreises in der Regel an- oder abklingen, entsprechend der jeweiligen Größe der Rückkopplungs-Induktivität $L_{1,2}$. Bei einem ganz bestimmten Werte dieser letzteren liegt als Grenzfall der Zustand des indifferenten Gleichgewichtes, in welchem jede Ladung, die dem Kondensator erteilt wird, mit gleichbleibender Stromamplitude schwingt. Für die nachfolgenden Untersuchungen machen

[12]) Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 162.

wir die Voraussetzung, daß wir es stets mit kleinen Schwingungen zu tun haben. Sie ist erfüllt, wenn wir uns die Ladung Q_0 entsprechend klein vorstellen. Es ist dann zulässig, die Röhrenkennlinie in der Nähe des Arbeitspunktes als geradlinig anzunehmen. Durch passende Wahl der

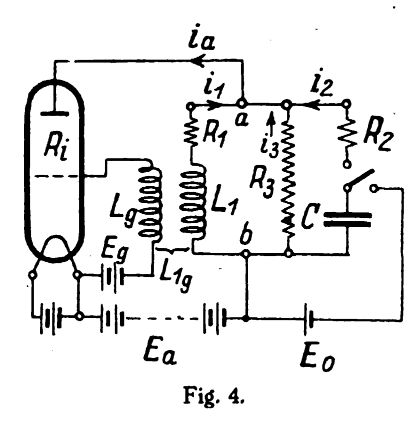


Fig. 4.

Anodenspannung und der Gittervorspannung läßt sich dieses gerade Stück der Kennlinie mit dem Arbeitspunkte P (Fig. 5) so verlegen, daß das Gitterpotential dauernd negativ bleibt und dabei die Entstehung eines Gitterstromes verhindert wird.

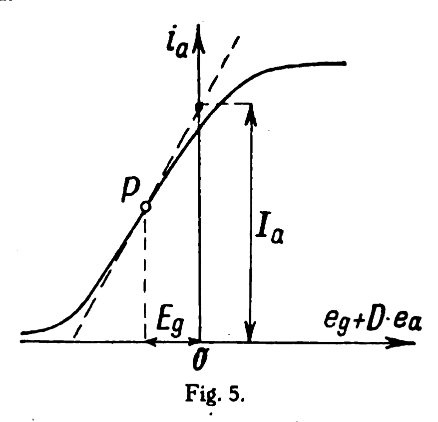


Fig. 5.

Ist die Rückkopplung so lose, daß sich L_{1g} dem Wert Null nähert, so wird sich der Schwingungskreis verhalten wie ein gewöhnlicher Kreis mit den Größen L, R, C und einem Belastungswiderstand Ri zwischen den Punkten a und b des Kreises. Vergrößern wir nun den Wert von L_{1g} bei richtigem Sinne der Wicklung der Rückkopplungsspule stetig von 0 an, so nimmt das Dekrement der Schwingungen ab, bis für einen kritischen Wert von L_{1g} das Dekrement 0 erreicht ist (indifferentes Gleichgewicht). Vergrößern wir L_{1g} noch weiter, so wird das Dekrement negativ, d. h. die Ladung Q_0 wird sich zu immer größeren Werten aufschaukeln und würde schließlich unendlich groß werden, wenn die oben gemachten Annahmen noch zutreffen würden. Das Umbiegen der Röhrenkennlinie und das Auftreten des Gitterstromes setzen jedoch dem Anwachsen der Stromamplitude bald eine Grenze. Für unsere Dämpfungsmessungen interessiert uns aber die Größe der sich im Kreise einstellenden Amplitude nicht. Im Falle, daß das Dekrement des Kreises unter den Wert Null sinkt, lautet die Frage: Welcher Ohmsche Widerstand muß in den Kreis eingeschaltet werden, damit das indifferente Gleichgewicht wieder hergestellt ist, und welches ist die Frequenz der erregten Schwingungen?

Die analytische Behandlung des Problems der Schwingungserzeugung mit Elektronenröhren ist in der Literatur schon öfters behandelt worden [13] [14] [15]. Dabei wurde aber immer von der berechtigten Annahme ausgegangen, daß der Dämpfungswiderstand des Kapazitätszweiges des Schwingungskreises gegenüber demjenigen des Induktivitätszweiges vernachlässigt werden könne. Da es sich in unserem Falle um die Untersuchung von Kondensatoren mit Verlusten handelt und wir ja gerade den Zusammenhang des Verlustwiderstandes im Kapazitätszweige mit der Dämpfung und der Frequenz studieren wollen, müssen wir den allgemeinen Fall behandeln, bei welchem in beiden Zweigen sich Verlustwiderstände befinden. Der Verlustwiderstand des Kapazitätszweiges bestehe dabei aus dem Reihenwiderstand R_2 und dem Parallelwiderstand R_3. Wir müssen also die Differentialgleichungen für diesen Fall neu ableiten. Unter der Annahme, daß $i_g = 0$, stehen uns folgende Ansätze zur Verfügung:

$$1)\quad i_a = I_a + S\,(e_g + D \cdot e_a)$$

$$2)\quad L\,\frac{di_1}{dt} + R_1 \cdot i_1 + e_a = E_a$$

$$3)\quad e_a + R_2\, i_2 + \frac{1}{C}\int i_2\, dt = 0$$

$$4)\quad i_a = i_1 + i_2 + i_3$$

$$5)\quad e_g + L_{1g}\,\frac{di_1}{dt} = E_g$$

$$6)\quad e_a + R_3\, i_3 = E_a$$

dabei bedeuten (vgl. Fig. 4 und Fig. 5):

- I_a den Anodenstrom bei der Gitterspannung 0,
- E_a die Anodenspannung,
- E_g die Gittervorspannung,
- S die Steilheit der Kennlinie im Arbeitspunkte P,
- D den Durchgriff der Röhre,
- R_i den inneren Widerstand der Röhre
- e_a den Momentanwert der Anodenspannung,
- e_g den Momentanwert der Gitterspannung,
- i_a den Momentanwert des Anodenstromes,
- i_1, i_2, i_3 die Momentanwerte der Ströme in den Zweigen des Schwingungskreises (Induktivität, Kapazität, Ableitungswiderstand R_3).

Löst man das System der 6 Ansätze nach einer der Unbekannten i_1, i_2, i_3, i_a, e_a auf, so gelangt man zu einer Differentialgleichung dritter Ordnung, deren Wurzeln sich nicht ermitteln lassen. Löst man das System aber erst nach der Gitterspannung e_g auf, so erhält man eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, deren Lösung leicht ermittelt werden kann. Man erhält:

Aus Gleichung (6) den Wert für $i_3 = \frac{E_a - e_a}{R_3}$ in (4) eingesetzt:

$$i_a = i_1 + i_2 + \frac{E_a - e_a}{R_3}\,; \qquad i_2 = i_a - i_1 - \frac{E_a - e_a}{R_3}$$

Gleichung (3) deriviert und den Wert für i_2 eingesetzt:

$$\frac{de_a}{dt} + R_2\,\frac{di_a}{dt} - R_2\,\frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C}\, i_a - \frac{1}{C}\, i_1 + \frac{R_2}{R_3}\,\frac{de_a}{dt} - \frac{1}{C \cdot R_3}\,[E_a - e_a] = 0 \tag{3'}$$

$$\left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right)\frac{de_a}{dt} + R_2\,\frac{di_a}{dt} - R_2\,\frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C}\, i_a - \frac{1}{C}\, i_1 - \frac{1}{C \cdot R_3}\, E_a + \frac{1}{C \cdot R_3} \cdot e_a = 0$$

---

[13]) G. Vallauri, L'Elettrotecnica 4, 1917; Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd. 12, S. 349.

[14]) F. Tank und A. Herzog, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1921, Bd. 17, S. 426.

[15]) G. Joos, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1922, Bd. 20, S. 416.

aus Gleichung (1) den Wert für i_a und $\frac{di_a}{dt}$ in (3') eingesetzt:

$$(1+\frac{R_2}{R_3})\frac{de_a}{dt} + R_2 S \frac{de_g}{dt} + R_2 S D \frac{de_a}{dt} - R_2 \frac{di_1}{dt} + \qquad (3'')$$

$$+ \frac{I_a}{C} + \frac{S}{C}e_g + \frac{S D}{C}e_a - \frac{i_1}{C} - \frac{E_a}{C R_3} + \frac{e_a}{C R_3} = 0$$

$$(1+\frac{R_2}{R_3}+\frac{R_2}{Ri})\frac{de_a}{dt} + R_2 S\frac{de_g}{dt} - R_2\frac{di_1}{dt} + \frac{S}{C}e_g +$$

$$+(\frac{1}{Ri}+\frac{1}{R_3})\frac{e_a}{C} - \frac{i_1}{C} + \frac{1}{C}\left\{I_a - \frac{E_a}{R_3}\right\} = 0$$

aus Gleichung (5):

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{E_g}{L_{1g}} - \frac{e_g}{L_{1g}} \qquad \frac{d^2 i_1}{dt^2} = -\frac{1}{L_{1g}}\cdot\frac{de_g}{dt}$$

Gleichung (2) und (3'') deriviert und die Werte für $\frac{di_1}{dt}$ und $\frac{d^2 i_1}{dt^2}$ darin eingesetzt, ergibt:

$$\frac{de_a}{dt} + R_1\frac{E_g}{L_{1g}} - R_1\frac{e_g}{L_{1g}} - \frac{L}{L_{1g}}\frac{de_g}{dt} = 0 \qquad (2')$$

$$(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3})\frac{d^2 e_a}{dt^2} + R_2 S\frac{d^2 e_g}{dt^2} + \frac{R_2}{L_{1g}}\frac{de_g}{dt} + \qquad (3''')$$

$$+\frac{S}{C}\frac{de_g}{dt} + \frac{1}{C}(\frac{1}{Ri}+\frac{1}{R_3})\frac{de_a}{dt} + \frac{e_g}{C\cdot L_{1g}} - \frac{E_g}{C\cdot L_{1g}} = 0$$

aus Gleichung (2'):

$$\left.\begin{aligned}\frac{de_a}{dt} &= \frac{L_1}{L_{1g}}\cdot\frac{de_g}{dt} + \frac{R_1}{L_{1g}}e_g - \frac{R_1}{L_{1g}}E_g\\ \frac{d^2 e_a}{dt^2} &= \frac{L_1}{L_{1g}}\cdot\frac{d^2 e_g}{dt^2} + \frac{R_1}{L_{1g}}\cdot\frac{de_g}{dt}\end{aligned}\right\}\text{ in Gleichung (3''') eingesetzt}$$

$$\frac{L_1}{L_{1g}}(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3})\cdot\frac{d^2 e_g}{dt^2} + \frac{R_1}{L_{1g}}\left(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}\right)\frac{de_g}{dt} +$$

$$+R_2 S\frac{d^2 e_g}{dt^2} + (\frac{R_2}{L_{1g}}+\frac{S}{C})\frac{de_g}{dt} + \frac{1}{C}(\frac{1}{Ri}+$$

$$+\frac{1}{R_3})\left[\frac{L_1}{L_{1g}}\cdot\frac{de_g}{dt} + \frac{R_1}{L_{1g}}e_g - \frac{R_1}{L_{1g}}E_g\right] +$$

$$+\frac{e_g - E_g}{C\cdot L_{1g}} = 0$$

$$\frac{d^2 e_g}{dt^2}\left[L_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + S L_{1g}\cdot R_2\right] +$$

$$+\frac{de_g}{dt}\left[R_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + R_2 + \frac{S L_{1g}}{C} + \frac{L_1}{C}(\frac{1}{Ri}+\frac{1}{R_3})\right]$$

$$+\frac{e_g}{C}\left[R_1(\frac{1}{Ri}+\frac{1}{R_3})+1\right] - \frac{E_g}{C}(1+\frac{R_1}{Ri}+\frac{R_1}{R_3}) = 0$$

wir setzen:

$$e_g = E_g + e_{gw}$$

$$e_{gw} = e_g - E_g; \quad \frac{de_{gw}}{dt} = \frac{de_g}{dt}$$

und erhalten:

$$\frac{d^2 e_{gw}}{dt^2}\left[L_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + S R_2\cdot L_{1g}\right] + \qquad (7)$$

$$+\frac{de_{gw}}{dt}\left[R_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + R_2 + \frac{S L_{1g}}{C} + \frac{L_1}{C}(\frac{1}{Ri}+\frac{1}{R_3})\right]$$

$$+e_{gw}\left[\frac{1}{C}(1+\frac{R_1}{Ri}+\frac{R_1}{R_3})\right] = 0.$$

Dies ist die Differentialgleichung der Gitterspannung. Es ist die Gleichung einer gedämpften Schwingung eines Kreises mit den Größen L', R' und C', wenn:

$$L' = L_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + S R_2 L_{1g} \qquad (8)$$

$$R' = R_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + R_2 + \frac{S L_{1g}}{C} + \frac{L_1}{C Ri} + \frac{L_1}{C R_3} \qquad (9)$$

$$C' = \frac{C}{1+\frac{R_1}{Ri}+\frac{R_1}{R_3}} \qquad (10)$$

Die Lösung der Differentialgleichung:

$$L'\cdot\frac{d^2 e_{gw}}{dt^2} + R'\cdot\frac{de_{gw}}{dt} + \frac{1}{C'}e_{gw} = 0 \qquad (11)$$

führt zur Bedingungsgleichung:

$$L' r^2 + R' r + \frac{1}{C'} = 0$$

deren Wurzeln

$$r_1 = -\frac{R'}{2L'} + \sqrt{\frac{R'^2}{4L'^2} - \frac{1}{C'\cdot L'}}$$

und

$$r_2 = -\frac{R'}{2L'} - \sqrt{\frac{R'^2}{4L'^2} - \frac{1}{C'\cdot L'}} \text{ sind.}$$

Damit der Entladungsvorgang des Kondensators oszillatorisch erfolge, müssen die Wurzeln imaginär sein.

$$\frac{1}{C' L'} > \frac{R'^2}{4L'^2}$$

$$r_1 = -\frac{R'}{2L'} + i\sqrt{\frac{1}{C' L'} - \frac{R'^2}{4L'^2}} = -\delta + i\cdot\omega$$

$$r_2 = -\frac{R'}{2L'} - i\sqrt{\frac{1}{C' L'} - \frac{R'^2}{4L'^2}} = -\delta - i\cdot\omega$$

wobei also:

$$\delta = \frac{R'}{2L'} \qquad (12)$$

und

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{C' L'} - \frac{R'^2}{4L'^2}} \qquad (13)$$

reelle Größen sind. Die allgemeine Lösung unserer Differentialgleichung für die Gitterspannung stellt sich nunmehr dar

$$e_{gw} = A e^{-\delta t}\cdot\sin(\omega t+\varphi) \qquad (14)$$

Die Größen A und φ sind die von der Zeit unabhängigen Integrationskonstanten, welche die Anfangsamplitude bzw. Phase der Schwingung angeben. Ihre Bestimmung ist erst möglich, wenn die Gleichung für den Strom im Kondensator gegeben ist. Da uns die Größe der Amplitude und Phase nicht interessiert, erübrigt es sich, die Ausdrücke für die anderen Spannungen und Ströme abzuleiten. Da die Gitterspannung durch den Strom im Schwingungskreise induziert wird, kann sich der Kreisstrom nur in Amplitude und Phase von der Gitterspannung unterscheiden. Das resultierende Dekrement und die Frequenz müssen für alle Ströme und Spannungen die gleichen sein. Wie zu erwarten war, sind die Dämpfungsziffer δ und die Kreisfrequenz ω der Schwingung in unserem Falle nicht nur Funktionen der Kreisgrößen R, L und C, sondern auch abhängig vom Werte der Rückkopplungsinduktivität.

Als Indikator für unsere Messungen benutzen wir das indifferente Schwingungsgleichgewicht, bei welchem die dem Kondensator erteilten Ladungen weder an- noch abklingen. Die Größe δ muß somit den Wert 0 annehmen. Wir erhalten als Bedingung für das indifferente Gleichgewicht:

$$\delta = 0; \; R' = 0$$

und daraus:

$$S\cdot L_{1g} = -C\left\{R_1(1+\frac{R_2}{Ri}+\frac{R_2}{R_3}) + R_2 + \frac{L_1}{C\,Ri} + \frac{L_1}{C\cdot R_3}\right\} \qquad (15)$$

Die Frequenz berechnet sich für diesen Schwingungszustand ($R' = 0$)

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{C'\cdot L'}}.$$

Aus Gleichung (15) und (8) ergibt sich:

$$L' = L_1 \left(1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_2}{R_3}\right) - R_2 C \left[R_1 \left(1 + \frac{R_2}{Ri} + \frac{R_2}{R_3}\right) + R_2 + \frac{L_1}{C \cdot Ri} + \frac{L_1}{C \cdot R_3} \right]$$

$$= L_1 \left\{ 1 - \frac{R_2 C}{L_1} \left[R_1 + R_2 \left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{R_1}{R_3}\right) \right] \right\}.$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_1}{R_3}}{C L_1 \cdot \left\{ 1 - \frac{R_1 C}{L_1} \left[R_1 + R_2 \left(1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_1}{R_3}\right) \right] \right\}}}$$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_1}{R_3}}{1 - \frac{R_2 C}{L_1} \left[R_1 + R_2 \left(1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_1}{R_3}\right) \right]}} \qquad (16)$$

wobei ω_0 die Eigenfrequenz des widerstandslosen Schwingungskreises bedeutet.

Diese Gleichung ist also der genaue Ausdruck der Frequenz im Schwingungsgleichgewicht, solange die gemachten Voraussetzungen (kleine Schwingungen, gerades Stück der Kennlinie, $i_g = 0$) zutreffen.

Die Frequenz ist unabhängig vom Werte der Rückkopplung und nur Funktion der Kreisgrößen L, C, R und des inneren Röhrenwiderstandes. Der Ausdruck unter der Wurzel ist dabei stets größer als 1; die entstehende Frequenz ist der Eigenfrequenz immer überlegen [16]. Bei kleinem Widerstande R_2 ist die Abweichung jedoch sehr gering und kann fast immer vernachlässigt werden. Bei genauen Messungen muß aber auf diese Erscheinung Rücksicht genommen werden. Während die Formel eine Unabhängigkeit der Frequenz von der Rückkopplung ergibt, zeigt das Experiment dennoch eine wenn auch geringe Frequenzänderung mit der Rückkopplung. Hat man nämlich einen rückgekoppelten Kreis, der sich im Schwingungsgleichgewicht befindet und erzeugt man mittelst eines Überlagerers im Telephon eines Empfängers einen bestimmten Ton, so ändert sich derselbe bei Vergrößerung des Widerstandes R_2 und Vergrößerung der Rückkopplung L_{1g} auf neues Gleichgewicht. Wäre die Frequenzänderung gemäß Gleichung (16) nur von der Veränderung des Widerstandes abhängig, so würde die Tonänderung einer Erhöhung der Frequenz entsprechen. Es kann aber gerade das umgekehrte Verhalten eintreten, ein Zeichen dafür, daß außer dem Widerstande noch andere Ursachen vorhanden sein müssen, die zu einer Frequenzänderung Veranlassung geben. Als solche Ursache wurde die Rückwirkung der Gitterspule auf die Schwingungskreis-Induktivität erkannt. Infolge der wenn auch geringen Eigenkapazität der Spule und der an sie angelegten Röhrenkapazität entsteht ein schwacher Spulenstrom, der auf den Schwingungskreis zurückwirkt. Näherte man der Schwingungskreisspule eine Spule mit freien Enden, so änderte sich der Ton stetig im Sinne einer Abnahme der Frequenz. Die Spule wirkte zurück wie eine Verkleinerung der Kreisinduktivität. Wenn man die Enden der Spule zur künstlichen Vergrößerung der Spulenkapazität mit einem Drehkondensator verband, so machte sich die Rückwirkung um so stärker bemerkbar, je größer die Kapazität gewählt wurde. Vergrößerte man die Kapazität bis zum Resonanzfalle, so wirkte die Spule im Sinne einer Vermehrung des Dämpfungswiderstandes, ohne die Frequenz zu beeinflussen. Bei weiterer Vergrößerung der Kapazität über die Abstimmung hinaus, erhöhte sich die Frequenz beim Annähern der Spule. Beim rückgekoppelten Kreis muß die Eigenwelle der Gitterspule stets viel kleiner sein als die des Schwingungskreises; die Spule wirkt daher stets im Sinne einer Frequenzerniedrigung zurück. Auf die Meßgenauigkeit hat diese Erscheinung jedoch keinen Einfluß, da die Rückkopplung während der Messung immer konstant gehalten wird und somit die Rückwirkung der Spule stets die gleiche bleibt.

Im folgenden betrachten wir die beiden Spezialfälle, die sich ergeben, wenn der Verlustwiderstand des Kondensators einmal in reinem Seriewiderstand ϱ, das andere Mal in reinem Parallelwiderstand r besteht.

1. Fall.

$$C = C_\varrho; \qquad R_2 = \varrho; \qquad R_3 = \infty$$

Als Bedingung für das indifferente Gleichgewicht ergibt sich dann:

$$S L_{1g\varrho} = - C_\varrho \left\{ R_1 \left(1 + \frac{\varrho}{Ri}\right) + \varrho + \frac{L_1}{C_\varrho \cdot Ri} \right\} \qquad (15a)$$

für die Frequenz:

$$\omega_\varrho = \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri}}{C_\varrho \cdot L_1 \left\{ 1 + \frac{\varrho \cdot C_\varrho}{L_1} \left[R_1 + \varrho \left(1 + \frac{R_1}{Ri}\right) \right] \right\}}} \qquad (16a)$$

2. Fall.

$$C = C_r; \qquad R_1 = 0; \qquad R_3 = r$$

$$S \cdot L_{1gr} = - C_r \left(R_1 + \frac{L_1}{C_1 \cdot Ri} + \frac{L_1}{C_r \cdot r}\right) \qquad (15b)$$

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_1}{r}}{C_r \cdot L_1}} \qquad (16b)$$

Denken wir uns einen Kondensator C_r mit dem Parallelwiderstand r durch einen solchen mit der Kapazität C_ϱ und dem Reihenwiderstand ϱ ersetzt, so daß der Widerstandsoperator der gleiche bleibt, so muß sich in beiden Fällen dieselbe Frequenz im Kreise erregen. Daß die Ausdrücke für ω_r und ω_ϱ tatsächlich identisch sind, kann durch folgende Rechnung gezeigt werden. Zwischen r und ϱ bzw. C_r und C_ϱ bestehen die bekannten [17] Beziehungen:

$$r = \varrho + \frac{1}{\varrho \cdot \omega^2 C_\varrho^2} \qquad (17)$$

$$C_r = \frac{C_\varrho}{1 + \varrho^2 \omega^2 C_\varrho^2} \qquad (18)$$

Diese Ausdrücke in die Gleichung (16b):

$$\omega_r^2 \cdot C_r \cdot L_1 = 1 + \frac{R_1}{Ri} + \frac{R_1}{r}$$

eingesetzt, ergibt:

$$\frac{\omega_r^2 L_1 C_\varrho}{1 + \varrho^2 \omega_r^2 C_\varrho^2} = 1 + \frac{R_1}{Ri} + R_1 \frac{\varrho^2 \omega_r^2 \cdot C_\varrho^2}{1 + \varrho^2 \omega_r^2 C_\varrho^2}.$$

Dies nach ω_r aufgelöst:

$$\omega_r^2 L_1 C_\varrho = \left(1 + \frac{R_1}{Ri}\right) \left(1 + \varrho^2 \omega_r^2 C_\varrho^2\right) + R_1 \varrho \omega_r^2 C_\varrho^2$$

$$= 1 + \frac{R_1}{Ri} + \left(1 + \frac{R_1}{Ri}\right) \varrho^2 \omega_r^2 C_\varrho^2 + R_1 \varrho \omega_r^2 C_\varrho^2$$

$$\omega_r^2 \left\{ L_1 \cdot C_\varrho - R_1 \varrho C_\varrho^2 - \varrho^2 C_\varrho^2 \left(1 + \frac{R_1}{Ri}\right) \right\} = 1 + \frac{R_1}{Ri}$$

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri}}{L_1 \cdot C_\varrho \left\{ 1 - \frac{C_\varrho \cdot \varrho}{L_1} \left[R_1 + \varrho \left(1 + \frac{R_1}{Ri}\right) \right] \right\}}} = \omega_\varrho.$$

---

[16] Vgl. Möller, Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 105.

[17] E. Schott, Jahrb. d. drahtl. Telegr., Bd. 18, 1921. Rein-Wirz, Radiotelegraphisches Praktikum, 3. Aufl., S. 90.

Ebenso kann die Indentität der durch Gleichung (15a) und (15b) gegebenen Bedingungen für das indifferente Gleichgewicht im Falle gleicher Kondensatoroperatoren wie folgt dargelegt werden: Ersetzt man in Gleichung (15b) die Größen C_r und r durch die entsprechenden Werte C_ϱ und ϱ, die durch die Bedingungen (17) und (18) gegeben sind, so erhält man:

$$-S\,L_{1gr} = C_r \cdot R_1 + \frac{L_1}{r} + \frac{L_1}{Ri} = \frac{C_\varrho \cdot R_1}{1 + \varrho^2 \omega^2 C_\varrho^2} + \frac{L_1 \cdot \varrho \cdot \omega^2 C_\varrho^2}{1 + \varrho^2 \omega^2 C_\varrho^2} + \frac{L_1}{Ri}$$

$$= \frac{C_\varrho \cdot R_1 + L_1 \varrho\, \omega^2 C_\varrho^2}{1 + \varrho^2 \omega^2 C_\varrho^2} + \frac{L_1}{Ri}$$

darin den Ausdruck für ω_ϱ^2 eingesetzt:

$$-S\,L_{1gr} = \frac{C_\varrho \left\{ R_1 + \dfrac{\varrho \cdot (1 + \frac{R_1}{Ri})}{1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho}{L_1}\left[R_1 + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\right]} \right\}}{1 + \dfrac{\varrho^2 C_\varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})}{L_1 \left\{1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho}{L_1}\left[R_1 + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\right]\right\}}} + \frac{L_1}{Ri}$$

$$= \frac{C_\varrho \left\{ R_1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho \cdot R_1}{L_1}\left[R_1 + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\right] + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri}) \right\}}{1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho}{L_1}\left[R_1 + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\right] + \frac{\varrho^2 C_\varrho}{L_1}\,(1 + \frac{R_1}{Ri})} + \frac{L_1}{Ri}$$

$$= \frac{C_\varrho \left\{ R_1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho}{L_1} R_1^2 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho \cdot R_1}{L_1}\,(1 + \frac{R_1}{Ri}) + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri}) \right\}}{1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho \cdot R_1}{L_1}} + \frac{L_1}{Ri}$$

$$= C_\varrho \cdot \frac{R_1\,(1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho \cdot R_1}{L_1}) - \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\,(1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho \cdot R_1}{L_1})}{1 - \frac{\varrho \cdot C_\varrho \cdot R_1}{L_1}} + \frac{L_1}{Ri}$$

$$-S\,L_{1gr} = C_\varrho \left\{ R_1 - \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri}) \right\} + \frac{L_1}{Ri} = -S \cdot L_{1g\varrho}.$$

Der Verlustwinkel des Kondensators berechnet sich aus der ermittelten Frequenz ω_ϱ, dem Kapazitätswert C_ϱ und dem Widerstande ϱ zu:

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \cdot \omega_\varrho \cdot C_\varrho.$$

Soll der Verlustwinkel mit einer Genauigkeit von 1 % gemessen werden, so genügt es nicht, nur den Widerstand ϱ mit dieser Genauigkeit zu bestimmen, sondern die Größen ω und C_ϱ müssen mit mindestens gleicher Genauigkeit bekannt sein. Diese Bedingung verlangt also von einer Meßmethode eine gleich scharfe Einstellung aller drei Größen. Von dem Vergleichskondensator wird außer der absoluten Verlustfreiheit eine genaue Eichung und die Möglichkeit einer präzisen Ablesung verlangt. Während die genaue Einstellung auf gleiche Frequenz, wie später gezeigt werden wird, keine Schwierigkeiten bereitet, läßt sich der absolute Betrag der Frequenz mit den gewöhnlichen Wellenmessern doch nicht mit so hoher Genauigkeit messen. Man kann, wenn ein Präzisionswellenmesser nicht zur Verfügung steht, die Messung der Frequenz vermeiden, wenn die wirksame Induktivität des Kreises genau bekannt ist.

Führen wir in die Gleichung für tg δ den Ausdruck für ω_ϱ ein, so erhalten wir:

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \cdot C_\varrho \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri}}{C_\varrho L_1 \left\{1 - \frac{\varrho\, C_\varrho}{L_1}\left[R_1 + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\right]\right\}}}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \sqrt{\frac{C_\varrho}{L_1}} \sqrt{\frac{1 + \frac{R_1}{Ri}}{1 - \frac{\varrho\, C_\varrho}{L_1}\left[R_1 + \varrho\,(1 + \frac{R_1}{Ri})\right]}} \tag{20}$$

In erster Annäherung läßt sich $\frac{R_1}{Ri}$ gegenüber 1 vernachlässigen

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \sqrt{\frac{C_\varrho}{L_1}} \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{\varrho\, C_\varrho}{L_1}\,(R_1 + \varrho)}}. \tag{20a}$$

Die zu messenden Verlustwinkel sind meistens sehr klein (unter 5°), und damit auch die Widerstände ϱ. Die Abweichung der Frequenz ω_ϱ von der Eigenfrequenz des Kreises liegt dann innerhalb der Meßgenauigkeit und kann vernachlässigt werden. In zweiter Annäherung kann man dann schreiben:

$$\operatorname{tg} \delta \cong \varrho \sqrt{\frac{C_\varrho}{L_1}}. \tag{20b}$$

Für ungewöhnlich große Verlustwinkel wird man die genauere Formel der Berechnung zugrunde legen. Die Auswertung derselben setzt die Kenntnis des Widerstandes R_1 voraus, der sich durch Messung des totalen Dekrementes leicht ermitteln läßt.

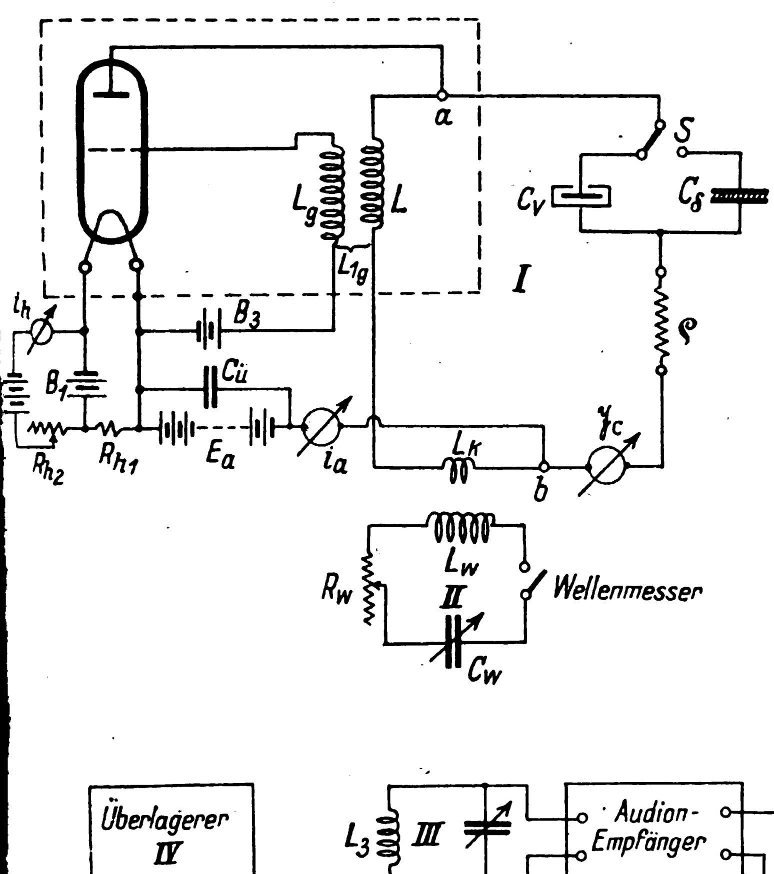
E. Beschreibung und praktische Durchführung der Meßmethode.

a) Allgemeiner Aufbau der Meßeinrichtung.

In Fig. 6 ist die gesamte Meßeinrichtung schematisch dargestellt. Sie besteht in der Hauptsache aus dem Meßkreise I, dem Wellenmesserkreis II, dem Empfängerkreis III und einem Überlagerer IV. Der Meßkreis I enthält in einem Zweige die Kreisinduktivität L sowie eine kleine Kopplungsspule L_k; im anderen Zweig befindet sich der Kondensator C, der Zusatzwiderstand ϱ und ein Meßinstrument für den Strom. Dieser Meßkreis ist in den Anodenkreis einer Elektronenröhre eingeschaltet und mittels der Gitterspule L_g rückgekoppelt. Zur Erzielung hoher Meßgenauigkeit ist ein völlig konstantes Arbeiten der Röhre Bedingung. Da in den Formeln (15) und (16) für die Gleichgewichtsbedingung und die Frequenz die Steilheit S und der innere Röhrenwiderstand Ri vorkommen, müssen diese beiden Größen zeitlich genau konstant bleiben. Konstante Steilheit setzt wiederum konstanten Heizstrom und konstanter innerer Röhrenwiderstand ein gutes Vakuum voraus. Außerdem wird von der Röhre eine Kennlinie verlangt, von welcher wenigstens ein Stück als geradlinig angesehen werden kann. Bei der Auswahl der Röhre (es kamen gewöhnliche Verstärkerröhren zur Verwendung) war es ein leichtes, solche zu finden, die dieser letzten Bedingung genügten; doch waren unter der großen Zahl der durchprobierten Röhren nur sehr wenige, welche genügendes Vakuum aufwiesen. Ein schlechtes Vakuum macht sich durch unregelmäßige Schwankungen des Stromes im Schwingungskreise bemerkbar, wenn er sich in der Nähe des indifferenten Gleichgewichtes befindet. Auch bei den besten Röhren waren diese Stromschwankungen nicht ganz unterdrückt, aber sie waren so gering, daß in Anbetracht der hohen Empfindlichkeit die Meßgenauigkeit dadurch nicht beeinträchtigt wurde.

Besondere Sorgfalt wurde auf die Ausbildung des Heizkreises verwendet. Es kamen nur gutgepflegte Akkumulatoren zur Verwendung. Als ganz besonders schädlich erwiesen sich Oxydationen der Kabelschuhe in den Anschluß-

klemmen. Durch häufiges Reinigen und Einfetten derselben konnten Störungen vermieden werden. Um unsichere Kontakte im Heizkreise zu vermeiden, wurde auf einen regulierbaren Heizwiderstand verzichtet; durch Einschaltung eines passenden, festen Widerstandes Rh_1 in Form eines ausgespannten Widerstandsdrahtes wurde die Stromstärke ein für allemal eingestellt. Bei Verwendung einer einzigen Batterie B_1 für die Heizung zeigte es sich, daß die Stromstärke im Schwingungskreise in der Nähe des Gleichgewichtes im Laufe der Zeit stetig abnahm. Als Ursache dieser Erscheinung



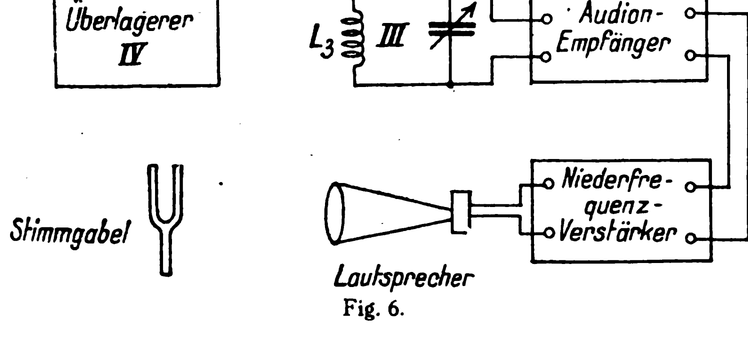


Fig. 6.

wurde das allmähliche Sinken der Batteriespannung infolge des natürlichen Entladungsvorganges festgestellt. Durch Hinzufügen einer zweiten Batterie B_2, welche der Batterie B_1 den Heizstrom annähernd ersetzte, konnte genannte Erscheinung ganz beseitigt werden. Die Batterie B_1 sorgt dann für Konstanz der Heizspannung der Röhre, während B_2 den Strom liefert. Die zweizellige Akkumulatorenbatterie B_3 erzeugte die negative Gittervorspannung gegenüber dem negativen Ende des Glühfadens der Röhre. Die Anodenbatterie, die durch den Kondensator $C_{ü}$ von 2 μF überbrückt ist, war eine Varta-Akkumulatorenbatterie von maximal 150 Volt Spannung und einer Kapazität von 1 Ah. Ein Milliampèremeter in Reihe mit dieser Batterie diente zur Kontrolle des Anoden- und Emissionsstromes der Röhre.

In der Literatur begegnet man öfters Senderschaltungen, bei welchen die Anodenbatterie zwischen Anode und Schwingungskreis eingeschaltet ist. Vom meßtechnischen Standpunkt aus wäre eine solche Anordnung aus den beiden nachstehend behandelten Gründen verfehlt: Eine Akkumulatorenbatterie besitzt stets eine beträchtliche Kapazität gegenüber Erde. Zwecks Heizung der Röhre ist die Kathode immer mit einer Batterie in Verbindung. Würde nun die Anodenbatterie in die Verbindung zwischen Anode und Schwingungskreis eingeschaltet, so ergäbe sich daraus eine relativ große undefinierte Kapazität, die dem Schwingungskreiskondensator parallel liegt. Wir berechneten früher, daß bei einer Wellenlänge von $\lambda = 3000$ m und einem Kondensator von 1000 cm einem Verlustwinkel von 1 sek. ein Reihenwiderstand von 0,007 Ohm entspricht. Rechnet man diesen Widerstand in den Parallelwiderstand zum Kondensator um, so erhält man einen Wert von zirka 300 Meg. Ohm, der bereits einen Isolationswiderstand bedeutet. Für die genaue Messung des Verlustwinkels ergibt sich daher die Bedingung, daß der Isolationswiderstand zwischen den Punkten a und b des Schwingungskreises stets höher ist als der eben berechnete Wert. Die Anode der Röhre, die Zuleitung zum Schwingungskreis und die Kreisinduktivität müssen also vorzüglich isoliert sein. Bei Einschaltung der Anodenbatterie in die Verbindung zwischen Anode und Meßkreis könnte diese Bedingung nicht erfüllt werden. Von dem Umschalter S wird verlangt, daß er außer hervorragender Isolation völlige Kapazitätsfreiheit aufweise. Hat der Umschalter eine ungenügende Isolation oder merkliche Kapazität, so wird beim Umschalten auf den Vergleichskondensator diesem immer eine kleine Verlustkapazität parallel liegen und die gemessenen Verlustwinkel werden zu klein ausfallen. Bei den Messungen bewährte sich ein Paraffinschalter mit Quecksilberkontakten, der durch Umlegen eines Kupferbügels betätigt wurde.

Mittels der kleinen Kopplungsspule L_k ist der Meßkreis lose mit einem Wellenmesser II (großes Modell Telefunken) gekoppelt, der sowohl zur Messung der Wellenlänge als auch zur Feinabgleichung des Widerstandes im Meßkreis, wie weiter unten beschrieben wird, diente.

Die Meßeinrichtung wird vervollständigt durch eine Empfangsanlage mit Überlagerer, welche zur Beobachtung des Schwingungszustandes im Meßkreis und zur Einstellung auf gleiche Frequenz dient. Diese Anlage war auf einem besonderen Tische aufgebaut und durch Verwendung eigener Batterien vom Meßkreis vollständig unabhängig. Der Empfangskreis III, der in zirka 2 m Entfernung vom Meßkreis aufgestellt war, bestand aus der stöpselbaren Flachspule L_3, die als Rahmenantenne wirkte, und einem veränderlichen Kondensator, der die Abstimmung auf die Welle des Meßkreises ermöglichte. An diesen Empfangskreis war ein Audion angeschlossen, welches seinerseits mit einem Zweiröhren-Niederfrequenzverstärker in Verbindung stand. An diesen letzteren war dann ein Lautsprecher angeschlossen. Der Überlagerer IV war mit dem Empfangskreis lose gekoppelt. Wird der Meßkreis zu Schwingungen erregt und sind Empfangskreis und Überlagerer auf dieselben abgestimmt, so ist im Lautsprecher kein Ton wahrzunehmen. Dieser entsteht erst, wenn der Überlagerer verstimmt wird, und zwar sowohl bei Verstimmung nach größerer als auch nach kleinerer Welle von der genauen Abstimmung aus. Wegen dieser Zweideutigkeit, die bei der Einstellung des Meßkreises leicht zu Irrtümern führen könnte, wurde es zur Regel gemacht, den Ton so einzustellen, daß der Überlagerer immer die kürzere Wellenlänge hatte als der Meßkreis. Die Tonhöhe wurde so eingestellt, daß am Überlagerer bzw. Meßkreiskondensator so lange reguliert wurde, bis der entstandene Ton mit dem einer Stimmgabel so genau überein-

stimmte, daß langsame Schwebungen auftraten. Das Arbeiten mit Lautsprecher war, ganz abgesehen von der großen Bequemlichkeit, aus dem Grunde sehr vorteilhaft, weil dadurch die Möglichkeit gegeben war, die Arbeitsweise des Meßkreises stets zu überwachen. Die kleinsten Unregelmäßigkeiten waren sofort an Schwankungen der Intensität, namentlich aber der Höhe des Tones, zu erkennen.

b) Spulen und Kopplungseinrichtungen.

Als Schwingungskreis- und Rückkopplungsspule kam eine Ausführungsform zur Anwendung, die sich im Hochfrequenzlaboratorium der Karlsruher Hochschule seit längerer Zeit gut bewährt hatte. Die aus seidenisolierter Hochfrequenzlitze 3 × 20 × 0,07 gewickelte Flachspule ist zum Schutze gegen mechanische Veränderungen in einer Verschalung aus Hartholz untergebracht. Auf einer Schmalseite ist eine Hartgummileiste befestigt, in welcher die Messingbuchsen für die Abstöpselungen eingelassen sind. Die leicht konischen Kupferstöpsel gewährleisten einen dauernd sicheren Kontakt. Die Rückkopplungseinrichtung bestand aus einem harthölzernen Gestell, auf welchem sich zwei ebensolche Schlitten in einer Schwalbenschwanzführung verschieben ließen. Die Spulen, welche zwischen je 2 Backen auf den Schlitten festgeklemmt waren, bewegten sich beim Verschieben derselben in achsialer Richtung gegeneinander. Während der eine Schlitten zur Grobeinstellung der Kopplung von Hand verschoben und mit einer Schraube fixiert werden konnte, wurde der andere zur genauen Regulierung vermittelst einer Messingspindel mit feinem Gewinde und Mutter in seiner Führung bewegt. Zur Messung des Spulenabstandes war an jedem Schlitten ein Zeiger angebracht, welcher über einer mm-Skala spielte. Die mechanische Ausführung dieser Kopplungseinrichtung verbürgte ein präzises Einstellen und vollkommene Konstanz der Rückkopplung. Um die Spulen vor zusätzlichen Dämpfungen und kapazitiven Einflüssen durch den Beobachter zu schützen, wurde die Kopplungseinrichtung mitsamt der Elektronenröhre in einem Faradayschen Käfig untergebracht. Dieser Käfig, der in Fig. 6 durch das gestrichelte Rechteck angedeutet ist, bestand aus einer geräumigen Holzkiste, welche mit Aluminiumfolie ausgekleidet war. Zur Herabdrückung der Dämpfung war diese Belegung mit Längsschlitzen versehen. Der Käfig, dessen Deckel heruntergeklappt werden konnte, stand mit dem negativen Pol des Glühfadens in leitender Verbindung. Durch den Käfig gelang es in vollkommener Weise, alle gegen äußere Einflüsse empfindlichen Teile der Meßanordnung abzuschirmen. Damit ein ganz scharfes Einstellen der Rückkopplung ermöglicht wurde, war an der oberen Wand des Käfigs über den beiden Spulen noch eine kleine drehbare Spule mit nur wenig Windungen angebracht, die mit der großen Rückkopplungsspule in Reihe geschaltet war. Die Einstellung des Schlittens und der Feinregulierung konnte durch Handgriffe an der Außenseite des Käfigs bewirkt werden.

Die Spule L_k, die den Meßkreis mit dem Wellenmesser koppelte, hatte einen Durchmesser von 7 cm und bestand aus 6 Windungen Litzendraht, die auf einem Hartgummireifen aufgewickelt waren. Für die Einstellung dieser Kopplung war keine besondere Kopplungsvorrichtung nötig; sie wurde durch Verschieben des Stativs, das die Wellenmesserspule trug, reguliert.

c) Widerstände.

Für die Abgleichung des Widerstandes im Meßkreise wurde ein Satz fester, skineffektfreier Widerstände, wie sie von Schott zur Eichung seiner Meßeinrichtung angegeben wurden, in passenden Abstufungen angefertigt. Fig. 7 zeigt die Ausführung dieser Widerstände im Schnitt. Eine Glasröhre ist auf beiden Seiten durch Korke verschlossen, durch welche ein 4 mm starker, rechtwinklig gebogener Kupferdraht eingeführt ist. Zwischen den inneren Enden der Drähte und mit diesen verlötet, ist ein dünner Manganindraht ausgespannt. Zur Abdichtung der Röhre gegen Feuchtigkeit und zur Fixierung der Kupferdrähte sind die Korke mit einer Schicht Schellack überzogen. Ein solcher Widerstand wird von 2 Trägern über einem Grundbrette gehalten, so daß die äußeren amalgamierten Enden des Kupferdrahtes in zwei Quecksilbernäpfe eintauchen, die wieder mit porzellanisolierten Klemmen verbunden sind.

Die so hergestellten Widerstände (zirka 20 St. 0,04 bis 25 Ω) wurden in der Thomsonschen Doppelbrücke genau gemessen und von Zeit zu Zeit nachgeprüft. Die Abweichungen blieben unter 0,2 %.

In den Kapazitätszweig des Meßkreises waren in Reihe mit dem Kondensator zwei solche Fassungen für die Widerstandseinsätze eingeschaltet. Wurden letztere bei der Vergleichsmessung so gewählt, daß die Abgleichung des Meßkreises in möglichst vollkommener Weise erreicht war, so war die Summe der Widerstände beider Einsätze nur noch um einen kleinen Restbetrag geringer als der gesuchte Verlustwiderstand des Kondensators. Dieser Restwiderstand wurde mit Hilfe des Wellenmessers auf folgende Weise gemessen:

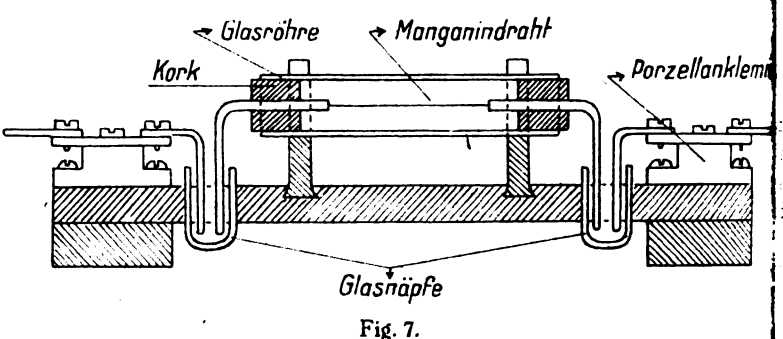


Fig. 7.

Ist der Wellenmesser, der mittels der kleinen Spule mit dem Meßkreis gekoppelt ist, genau auf diesen abgestimmt, so wirkt er wie eine rein Ohmsche Belastung auf ihn zurück. Der vom Wellenmesser im Meßkreis induzierte Widerstand R'_x berechnet sich, wenn $\mathfrak{J}$ den Strom im Meßkreis, $\mathfrak{J}_x$ denjenigen im Wellenmesser, R_x den Wellenmesserwiderstand und L_{kx} die gegenseitige Induktivität bedeuten, wie folgt:

Im Resonanzfalle gilt

$$\mathfrak{J}_w = \frac{E_x}{R_x} = \frac{\mathfrak{J} \cdot \omega \cdot L_{kx}}{R_x}.$$

Der Verlust im Wellenmesserkreis $\mathfrak{J}_x^2 \cdot R_x$ muß durch den Strom im Meßkreise gedeckt werden.

$$\mathfrak{J}^2 \cdot R'_x = \mathfrak{J}_w^2 \cdot R_x = \frac{\mathfrak{J}^2 \cdot \omega^2 \cdot L^2_{kx}}{R_x}$$

$$R' = \frac{\omega^2 \cdot L^2_{kx}}{R_x}.$$

Sind Frequenz und Kopplung konstant, so ist der im Meßkreis induzierte Widerstand umgekehrt proportional dem Wellenmesserwiderstand. Letzterer ist die Summe aus dem in den Wellenmesserkreis eingeschalteten Widerstand und dem Eigenwiderstand des Wellenmessers, der sich aus dessen Eichkurven entnehmen läßt. Die Größe $(\omega \cdot L_{kx})^2$ wird durch eine Eichung bestimmt. Zu diesem Zwecke wird in den Meßkreis einer der kleinsten der oben beschriebenen Widerstände R_c eingesetzt und bei unterbrochenem Wellenmesser-



kreise durch Regulierung der Rückkopplung eine bestimmte Stromstärke im Meßkreis eingestellt. Darauf wird der Widerstand durch einen Kurzschlußbügel ersetzt, der Wellenmesser auf die Welle des Meßkreises abgestimmt und der aus den Kurven entnommene Eigenwiderstand des Wellenmessers durch Zuschalten von Widerstand auf einen bestimmten Wert R_{we} ergänzt. Dann wird die Kopplung zwischen Meßkreis und Wellenmesser so eingestellt, daß der ursprüngliche Ausschlag am Strommesser erreicht ist. Es gilt dann:

$$R'_e = \frac{\omega^2 L^2_{kw}}{R_{we}} = R_e$$

Für beliebigen Widerstand R_x ergibt sich dann der induzierte Widerstand:

$$R' = \frac{R_e \cdot R_{ew}}{R_x}.$$

Aus Bequemlichkeitsgründen wurde bei der Eichung so verfahren, daß der Wellenmesserwiderstand R_{we} zu 100 Ω gewählt wurde. Der im Meßkreise induzierte Widerstand war dann:

$$R' = 100 \cdot \frac{R_e}{R_x}.$$

In Ermangelung eines speziell für Hochfrequenzmessungen geeigneten regulierbaren Widerstandes wurde im Wellenmesserkreis ein gewöhnlicher Präzisions-Stöpselrheostat benutzt. Da die Verwendung solcher Widerstände bedenklich erscheint, wurde die Frage untersucht, inwieweit solche Widerstände Fehler verursachen können, wenn sie nicht als genügend induktions- und kapazitätsfrei angesehen werden können. Ein nicht induktionsfreier Widerstand hat zur Folge, daß die Abstimmung des Wellenmessers gestört wird. Durch Nachstellen am Wellenmesserkondensator ließe sich der Einfluß der Induktivität korrigieren; wegen des sehr flachen Verlaufes der Resonanzkurve bei der großen Dämpfung des Wellenmessers ist jedoch ein Nachregulieren praktisch nicht erforderlich. Viel gefährlicher ist es, wenn der Widerstand nicht genügend kapazitätsfrei ist, weil der Wirkwiderstand durch die parallel liegende Kapazität verändert wird. Dieser Wirkwiderstand berechnet sich aus der bekannten Formel:

$$R_1 = R \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 C_R{}^2 R^2}$$

wenn R den Gleichstromwiderstand und C_R die ihm parallel liegende Kapazität bedeuten.

Soll die Abweichung höchstens 1 % betragen, so muß erfüllt sein

$$\omega^2 \cdot C_R{}^2 \cdot R^2 \leq 0{,}01 \quad \text{oder} \quad \omega \cdot C_R \cdot R \leqq 0{,}1.$$

Nimmt man als Kapazität an den Klemmen des Widerstandes den unwahrscheinlich großen Wert von 100 cm an und berechnet daraus die zulässige Größe des Widerstandes, so erhält man für

$$\lambda = 3000 \qquad R_{max} \cong 1500\ \Omega$$
$$\lambda = 1000 \qquad R_{max} \cong 500\ \Omega.$$

Der kleinste Widerstandseinsatz hatte den Wert von 0,0407 Ω. Wurde dieser Widerstand der Eichung zugrunde gelegt, so ließ sich unter Beobachtung obiger Bedingungen der Widerstand des Meßkreises in folgenden Grenzen regulieren:

$$\lambda = 3000 \quad R' = 4{,}07 : 1500 = 0{,}0027 \text{ bis } 4{,}07 : 10 = 0{,}40\ \Omega$$
$$\lambda = 1000 \quad R' = 4{,}07 : 500 = 0{,}008 \text{ bis } 4{,}07 : 10 = 0{,}40\ \Omega.$$

Diese Variationsbereiche für den Restbetrag des Widerstandes erwiesen sich bei den Verlustwinkelmessungen als vollauf genügend.

Zur Sicherheit wurde die Verwendbarkeit des Stöpselwiderstandes für die Widerstandsbestimmung einer experimentellen Untersuchung unterzogen. Der Einsatz Nr. 3 wurde zur Eichung der Kopplung verwendet und die Einsätze Nr. 1, 2, 5 und 6 wurden dann am Stöpselwiderstand gemessen und die erhaltenen Werte R' mit den Sollwerten verglichen. Die nachstehenden Tabellen I und II geben die Werte dieser Messungen wieder.

Tabelle I.

λ = 2710 m. Eigenwiderstand des Wellenmessers R_{wo} = 4,8 Ω.

Einsatz Nr.	$R\Omega$	$R_x\ \Omega$	$R'\Omega$	Fehler %
3	0,0971	104,8	Eichung	
1	0,0407	253,8	0,0402	1,2
2	0,0684	150,8	0,0675	1,3
5	0,2342	43,4	0,234	0,0
6	0,3632	28,2	0,361	0,6

Tabelle II.

λ = 3370 m R_{wo} = 12,3 Ω.

Einsatz Nr.	$R\Omega$	$R_x\ \Omega$	$R'\Omega$	Fehler %
3	0,0971	100,0	Eichung	
1	0,0407	239,0	0,0406	0,2
2	0,0684	141,3	0,0686	0,3
5	0,2342	41,6	0,233	0,3

In Anbetracht des Umstandes, daß der mit dem Wellenmesser bestimmte Restwiderstand nur ein verhältnismäßig kleiner Teil des zu messenden Widerstandes ist (nur in Ausnahmefällen und bei ungewöhnlich kleinen Verlustwinkeln übersteigt er 10 % des Verlustwiderstandes), können die durch den Stöpselwiderstand verursachten Fehler als in durchaus zulässigen Grenzen liegend betrachtet werden.

d) Messung der Wellenlänge.

Die große Empfindlichkeit in bezug auf kleine Widerstandsänderungen eines selbsterregten Schwingungskreises in der Nähe des indifferenten Gleichgewichtes kann in vorteilhafter Weise zur genauen Wellenlängenmessung benutzt werden. Koppelt man den Meßkreis mit einem schwach gedämpften Wellenmesser, so wirkt letzterer auf den ersteren zurück wie eine zusätzliche Belastung. Im Abstimmungsfalle erreicht sie ihr Maximum und ist rein ohmisch. Die Messung der Wellenlänge des Meßkreises erfolgt nun in der Weise, daß zuerst die Rückkopplung so eingestellt wird, daß sich am Strommesser ein genügend großer Ausschlag einstellt. Dann wird der Meßkreis ganz lose mit dem Wellenmesser gekoppelt und durch langsames Drehen am Wellenmesserkondensator die Stelle gefunden, bei welcher der Ausschlag am Instrument ein scharfes Zurückgehen zeigt. Die Wellenmesserkopplung wird dann so eingestellt, daß der Ausschlag bis fast zu dem Werte 0 abnimmt, wenn sich der Wellenmesser in Resonanz befindet. Der Meßkreis arbeitet dann wieder auf höchster Empfindlichkeit, und es ergibt sich so eine außerordentlich scharfe Einstellung der genauen Resonanzlage des Wellenmessers.

Diese Methode läßt sich vorteilhaft für andere Zwecke verwerten; z. B. zwecks Kontrolle des Wellenmessers zur genauen Messung von Wellenlängen entfernter Sender. Von E. Alberti und G. Leithäuser[18]) wurde eine ähnliche Methode zur Empfangswellenmessung angegeben, deren Prinzip zum Vergleiche kurz wiederholt werde: Mit der auf die zu messende Welle abgestimmten Empfangsantenne ist ein ebenfalls abgestimmter Sekundärkreis gekoppelt, der über eine Röhre rückgekoppelt ist und gerade vor dem Anschwingen steht. Fällt die Welle in die Antenne ein, so erregen sich im Sekundärkreis Schwingungen, die zusammen

[18]) E. T. Z. 1923, Heft 47/48.

mit der Schwingung eines Überlagerers im Anodenkreis der Röhre, die zugleich als Audion geschaltet ist, einen Wechselstrom von Tonfrequenz erzeugen. Dieser wird über einen Verstärker einem Meßinstrument zugeführt. Wird der Sekundärkreis mit einem Wellenmesser gekoppelt, so vergrößert dieser bei Abstimmung die Dämpfung und der Ausschlag des Instrumentes geht zurück. Der Unterschied zwischen der von Alberti und Leithäuser und der oben beschriebenen Methode der Wellenmessung besteht in der Hauptsache darin, daß im ersteren Falle der dämpfungsempfindliche Kreis unmittelbar vor dem Anschwingen, in letzterem Falle in schwingendem Zustande sich befindet. Vom Standpunkt der Empfindlichkeit aus ist es offenbar gleichgültig, ob man sich dem empfindlichsten Zustand, nämlich dem des indifferenten Gleichgewichtes, von der einen oder anderen Seite her nähert.

Die Messung der Empfangswelle geschieht in unserem Falle auf folgende einfache Weise. Die ankommende Welle wird in einem normalen Empfänger mit Telephon empfangen. Als Übrlagerer dient ein selbsterregter Kreis mit einstellbarer Rückkopplung, in dessen Schwingungskreis zweckmäßig ein empfindlicher Strommesser eingeschaltet ist. Dieser Überlagerer wird nun wieder so eingestellt, daß er im indifferenten Gleichgewichte schwingt und daß die Signale der fernen Sendestation im Telephon mit einem bestimmten Tone, der unter Zuhilfenahme einer Stimmgabel eingestellt wird, gehört werden. Wird nun mit diesem Überlagerer ein Wellenmesserkreis lose gekoppelt, so ergibt sich seine genaue Abstimmung auf die Welle des Überlagerers durch ein scharfes Zurückgehen des Stromes im Schwingungskreis. Wenn auch zur besseren Beobachtung des Schwingungszustandes des Überlagerers ein Strommesser erwünscht ist, ist dieser doch nicht unbedingt nötig, wenn man die Kopplung zwischen den beiden Kreisen so einstellt, daß in der Abstimmungslage die Schwingungen des Überlagerers gerade erlöschen. Die genaue Abstimmung des Wellenmessers gibt sich dann durch das Verschwinden des Tones im Telephon zu erkennen. Hat man auf solche Weise die Frequenz des Überlagerers genau bestimmt, so erhält man daraus diejenige der ankommenden Welle, wenn man die bekannte Schwingungszahl des Schwebungstones zu der Frequenz des Überlagerers addiert, sofern letzterer die längere Welle, oder von ihr subtrahiert, wenn er die kürzere Welle als der ferne Sender hatte. Selbstverständlich ist für die genaue Messung der Wellenlänge ein Präzisionswellenmesser erforderlich, wie er von Alberti und Leithäuser beschrieben wurde.

Neben der großen Einfachheit hat diese Methode der Wellenmessung gegenüber derjenigen von Alberti und Leithäuser noch den Vorteil, daß die Messung selbst bei starken atmosphärischen Störungen vorgenommen werden kann.

Die vorstehend beschriebene Methode wurde benutzt, um die Genauigkeit des bei den Verlustmessungen verwendeten Wellenmessers zu prüfen, indem die von den Großstationen Königswusterhausen, Eiffelturm, Nantes usw. ausgesandten geeichten Wellenlängen mit den Angaben des Wellenmessers verglichen wurden. Leider stellte es sich dabei heraus, daß die Genauigkeit des Wellenmessers relativ gering war (1 bis 2 %). Die Einstellung und Ablesung des Kondensators war zu wenig präzis, um die große Empfindlichkeit der Wellenmessung auch nur einigermaßen auszunutzen.

In Ermangelung eines Normalwellenmessers wurde daher bei sehr genauen Verlustmessungen auf die Messung der Wellenlänge überhaupt verzichtet und die Frequenz der Schwingungen aus den genau bekannten Werten der Induktivitäten und Kapazitäten unter Berücksichtigung der Spulen- und Röhrenkapazitäten berechnet.

e) Ausführung der Verlustmessungen.

Die Ausführung der Messung eines Verlustwinkels erfordert folgende Operationen: Nachdem die Röhre zwecks Erzielung eines konstanten Vakuums während zirka 30 min. bei normaler Heizung und Anodenspannung in Betrieb genommen worden ist, wird der zu untersuchende Verlustkondensator in den Meßkreis eingeschaltet. Darauf wird die Rückkopplung so eingestellt, daß sich der Kreis gerade im Zustand des Anschwingens befindet. Der Empfangskreis und Überlagerer werden nun so abgestimmt, daß im Lautsprecher ein kräftiger Ton von bestimmter Höhe entsteht. (Der Überlagerer hat die kürzere Welle.) Auf die schon erläuterte Weise wird dann die Wellenlänge gemessen und die Eichung für die Widerstandstransformation vorgenommen. Nun wird der Verlustkondensator durch den Vergleichskondensator ersetzt und dieser so reguliert, bis wieder der gleiche Ton entsteht, wobei zu beachten ist, daß er sich im richtigen Tonspektrum befindet. Vor dem Umschalten auf den verlustfreien Kondensator muß das Galvanometer, das zur Strommessung dient, abgeschaltet werden, um es vor Überlastung zu schützen, da bei der verminderten Kreisdämpfung starke Ströme im Kreise auftreten. In den Meßkreis wird nun derjenige größtmögliche Widerstandseinsatz eingelegt, der die Schwingungen noch nicht zum Verlöschen bringt. Das gleiche geschieht darauf mit dem zweiten Einsatz. Beim Einschalten größerer Widerstände ändert sich der Ton merklich und muß durch Nachstellen des Meßkreiskondensators und Vergleich mit einer Stimmgabel wieder auf die richtige Höhe gebracht werden. Ist der Verlustwiderstand durch Ausprobieren der Einsätze annähernd ermittelt, wird wieder auf den Verlustkondensator umgeschaltet, der Galvanometerkreis wird geschlossen und mit der Feinregulierung der Rückkopplung ein bestimmter Galvanometerausschlag eingestellt. Dann werden die im Vorversuch ermittelten Widerstandseinsätze in den Kreis eingefügt und der Schalter auf den Vergleichskondensator umgelegt. Der Wellenmesserkreis wird nun geschlossen und sein Widerstand so abgeglichen, daß wieder der ursprüngliche Galvanometerausschlag erreicht ist. Mit Hilfe der Stimmgabel wird der Ton kontrolliert und, wenn nötig, durch Nachstellen des Vergleichskondensators verändert, bis langsame Schwebungen auftreten. Zur Sicherheit wird schließlich nochmals auf den Verlustkondensator umgeschaltet und konstatiert, daß Ton und Galvanometerausschlag dieselben geblieben sind. Damit ist nun die Verlustkapazität in exakter Weise bestimmt. Die bei der Messung verwendete Induktivität, die Einstellung des Vergleichskondensators, die gemessene Wellenlänge, die Nummern der benötigten Widerstandseinsätze und der Widerstand des Wellenmesserkreises werden notiert als die zur Berechnung des Verlustwinkels erforderlichen Größen.

Soll der Verlustwinkel abnormal kleiner Kapazitäten gemessen werden und kann mit der vorhandenen Induktivität die Wellenlänge nicht erreicht werden, bei welcher die Prüfung vorgenommen werden soll, so wird die Messung in der Weise durchgeführt, daß die Verlustkapazität dem Vergleichskondensator parallel gelegt wird. Letzterer wird dann so eingestellt, daß die erforderliche Wellenlänge entsteht. Bei der Vergleichsmessung wird nun der Verlustkondensator abgeschaltet und die Kapazität des Vergleichskondensators vergrößert, bis wieder dieselbe Wellenlänge erreicht ist. Aus der Differenz der Einstellungen am Vergleichskondensator ergibt sich dann die Größe der Verlust-

kapazität. Auf letztere muß natürlich der Verlustwinkel bezogen werden.

In gleicher Weise wird verfahren, wenn der Verlustwinkel des Drehkondensators bei konstanter Wellenlänge aber bei verschiedenen Gradeinstellungen gemessen werden soll.

f) Kondensatoren.

Der bei den Verlustmessungen als Vergleichsnormale verwendete Präzisions-Drehkondensator ist im Elektrotechnischen Institut der Karlsruher Hochschule nach einem Modell der P. T. R. hergestellt worden. Die aus Messing bestehenden festen und beweglichen Platten sind vollständig in einem Messinggehäuse eingeschlossen, das mit den beweglichen Platten in leitender Verbindung steht. Die feststehenden Platten und ihre Zuleitung sind durch Bernstein isoliert. Eine Zahnradübersetzung zwischen dem Handgriffe und dem beweglichen Plattensystem erlaubt eine sehr feine Kondensatoreinstellung, welche an dem Nonius des 10 cm langen Zeigers, der über einer auf dem Gehäuse angebrachten Gradteilung spielt, abgelesen wird. Die Ablesung ist auf ein Zehntelgrad genau.

Dieser Kondensator wurde in der Brücke mit Wagnerschem Hilfszweig nach Giebe und Zickner[19]) durch Vergleich mit einem von der P. T. R. geeichten festen Kondensator gleicher Bauart geeicht. Die Eichkurve des Kondensators war in sehr guter Annäherung eine gerade Linie, so daß die Kapazität beliebiger Einstellungen durch Interpolation zwischen den geeichten Werten ermittelt werden konnte. Die Genauigkeit, welche mit diesem Kondensator für die Kapazitätsmessung erreicht wurde, betrug bei einer Einstellung von 10^0 0,5 %, während sie bei 90^0 schon 0,1 % erreichte. Die maximale Kapazität war $2{,}44 \cdot 10^{-3}\ \mu F$, die minimale $0{,}181 \cdot 10^{-3}\ \mu F$. Die ersten Versuche, welche mit diesem Kondensator gemacht wurden, ergaben noch keine befriedigenden Resultate. Wurde er in den Meßkreis eingeschaltet, so traten bei Erschütterungen Schwankungen des Galvanometerausschlages und des Tones auf. Der Kondensator wurde demontiert, wobei es sich herausstellte, daß die Ursachen dieser Erscheinung im Fehlen einer guten Verbindung der beweglichen Platten mit dem Gehäuse und in einem kleinen Lagerspiele zu suchen waren. Nachdem das Spiel behoben und der Übergangswiderstand zu den beweglichen Platten durch ein kurzes und breites Kupferband überbrückt war, zeigte der Kondensator selbst bei starken Erschütterungen vollkommene Konstanz.

Außer einer großen Präzision wird von einem Kondensator, der bei Verlustwinkelmessungen als Vergleichsnormale dienen soll, vollkommene Verlustfreiheit verlangt. Da diese Frage in der Schottschen Arbeit eingehend behandelt worden ist, mögen hier einige ergänzende Bemerkungen genügen. Es ist klar, daß die Bedingung der Verlustfreiheit um so exakter erfüllt sein muß, je größere Anforderungen man an die Meßgenauigkeit der Methode stellt. Es hat offenbar keinen Sinn, den Verlustwinkel einer Kapazität auf die sec., ja sogar auf Bruchteile einer solchen anzugeben, wenn der Verlustwinkel des Vergleichskondensators selbst nicht kleiner als dieser Betrag oder aber wenigstens ebenso genau bekannt ist.

Um den Vergleichskondensator auf eventuelle Verluste hin zu prüfen, wurde folgender Versuch vorgenommen: Es standen zwei feste Luftkondensatoren gleicher Bauart mit den Kapazitätswerten von 1/1000 und 2/1000 μF zur Verfügung. Mit diesen wurde der Drehkondensator verglichen in der Annahme, daß die Verluste des letzteren diejenigen der festen Kondensatoren überwiegen. Ein erster Vergleich mit dem festen Kondensator von 1/1000 μF ergab bei $\lambda = 3000$ m für diesen einen scheinbaren Verlustwinkel von 20,2 sec. gegenüber dem Drehkondensator. Die Zuleitungen zum festen Kondensator bestanden bei diesem Versuche aus 0,6 mm starken massiven Kupferdrähten. Da in ihnen die Ursache des unwahrscheinlichen Resultates vermutet wurde, wurden sie durch geflochtene Hochfrequenzlitze ersetzt und der Vergleich wiederholt. Dieser ergab nur noch einen Verlustwinkel von 2,7 sec. für den festen Kondensator. Nun wurden die Zuleitungen zu beiden Kondensatoren gegen je 2 Paare breiter und genau gleich langer Hochfrequenzlitzen ausgewechselt. Der Vergleich der Kondensatoren ergab dann für keinen derselben einen meßbaren Verlustwinkel gegenüber dem anderen. War der Meßkreis bei eingeschaltetem Drehkondensator so eingestellt worden, daß ein bestimmter Galvanometerausschlag vorhanden war und wurde dann auf den festen Kondensator umgeschaltet, so stellte sich der gleiche Ausschlag ein. Wie später gezeigt werden wird, beträgt der kleinste Verlustwinkel, der gemessen werden kann, etwa $^1/_{10}$ sec. Wären nun die beiden miteinander verglichenen Kondensatoren mit merklichen Verlusten behaftet, so wäre es im höchsten Grade unwahrscheinlich, und nur durch einen Zufall zu erklären, wenn die Verlustwinkel bis auf den kleinen Betrag von $^1/_{10}$ sec. genau übereinstimmten, um so mehr, als die Abmessungen und die Mengen des verwendeten Isolationsmaterials bei den beiden Kondensatoren völlig verschieden waren. Ein Vergleich mit dem zweiten festen Kondensator von 2/1000 μF ergab wieder Übereinstimmung der Verlustwinkel. Aus diesen Versuchen wurde daher geschlossen, daß der Verlustwinkel des Vergleichskondensators die Größenordnung von $^1/_{10}$ sec. nicht übersteigt und daß der Kondensator als praktisch verlustfrei bezeichnet werden kann.

Die vorstehenden Versuche ergeben auch die wichtige Rolle, welche die Zuleitungen zu den Kondensatoren von den Verzweigungspunkten an spielen. Eine kleine Widerstandsdifferenz in den Zuleitungen von nur 0,008 Ω täuscht für den einen der Kondensatoren bei einer Welle von 3000 m schon einen Verlustwinkel von 1 sec. und bei der Welle 300 m einen solchen von 10 sec. vor. Bei den definitiven Messungen wurden natürlich nur die genau abgeglichenen Zuleitungen verwendet.

Die Herstellung praktisch verlustfreier fester Luftkondensatoren ist von Giebe[20]) beschrieben worden. Ein Vergleich solcher Giebescher Kapazitäten mit unserem Vergleichskondensator würde zur weiteren Prüfung seiner Verlustfreiheit in Frage kommen. Nach einem Vorschlage von Herrn Prof. H. Hausrath wurde hier ein anderer Weg versucht, der die absolute Messung eines Verlustwinkels zum Ziele hat. Es wurde ein Kondensator angefertigt, dessen Kon-

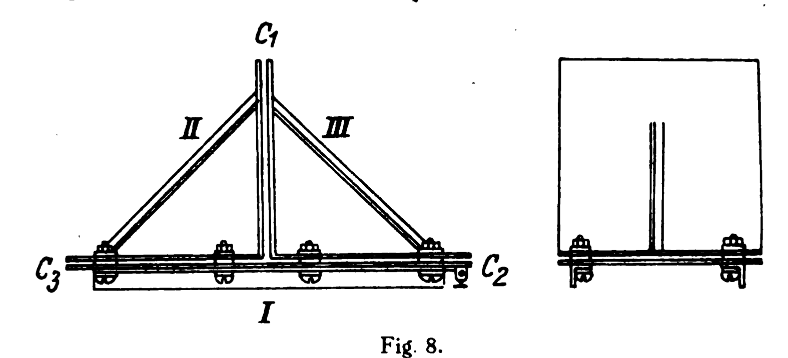


Fig. 8.

[19]) Archiv f. Elektrotechnik, Bd. XI, H. 3, 1922.

[20]) Zeitschrift f. Instrumentenk., S. 269 u. 301, 1909.

struktion aus Fig. 8 ersichtlich ist. Auf einer starken messingenen Grundplatte, die auf Winkeleisen montiert ist, sind 2 rechtwinklig gebogene Messingplatten derart angeordnet, daß dadurch ein Kondensator mit den drei Belegungen *I*, *II* und *III* und den drei Teilkapazitäten C_1, C_2 und C_3 entsteht. Kleine, zwischen die horizontalen Belegungen gelegte Plättchen aus Minosglas erzeugen einen Abstand der Platten von je 1 mm. Zwischen den senkrecht stehenden Platten befindet sich kein Isoliermaterial. Zur Erzielung mechanischer Festigkeit sind die umgebogenen Platten durch starke Winkelstäbe aus Messing versteift. Die Abmessungen der Platten über eine Teilkapazität betragen 25 × 25 cm. Die senkrecht stehende Teilkapazität C_1 kann, da sie kein Isolier-

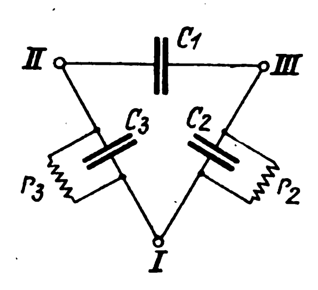
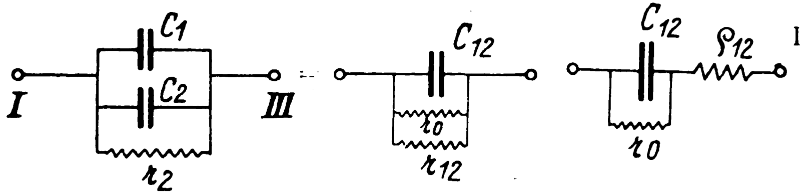


Fig. 9.

material enthält, welches Ableitungs- oder Nachwirkungsverluste verursachen könnte, als vollkommen verlustfrei bezeichnet werden. Der ganze Kondensator läßt sich durch das Schaltbild Fig. 9 ersetzt denken.

Die den Kapazitäten C_2 und C_3 parallel liegenden Widerstände r_2 und r_3 stellen dabei die in diesen Teilkapazitäten durch die Isolation hervorgerufenen Verluste dar. Mit der verlustfreien Kapazität C_1, die sich allerdings nie allein, sondern immer nur mit einer Verlustkapazität zusammen realisieren läßt, wurde nun unser Drehkondensator verglichen. Der zu messende eventuelle Verlust des Vergleichskondensators werde mit Rücksicht auf eine einfache Berechnung als Parallelwiderstand r_0 dargestellt. Der Vergleich erfordert drei besondere Messungen, die wie folgt ausgeführt werden:

1. *I* und *II* verbunden; C_3 kurzgeschlossen



Es gilt:

$$r_2 = \frac{r_0 \cdot r_{12}}{r_0 + r_{12}}.$$

Da bei der Messung nicht der Parallelwiderstand r_{12}, sondern der Seriewiderstand ϱ_{12} bestimmt wird, muß letzterer auf den Parallelwiderstand umgerechnet werden.

$$r_{12} \cong \frac{1}{\varrho_{12} \cdot \omega_{12}^2 \cdot C_{12}^2}.$$

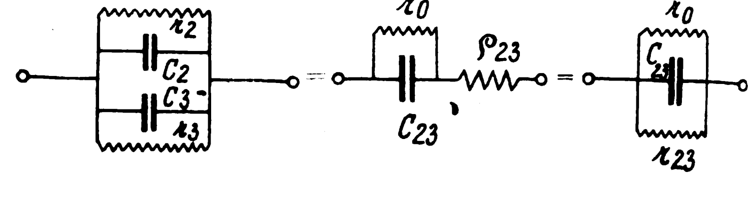
Es ist ferner: $C_{12} = C_1 + C_2$.

2. *I* und *III* verbunden; C_2 kurzgeschlossen

$$r_3 = \frac{r_0 \cdot r_{13}}{r_0 + r_{13}} \quad \text{und} \quad r_{13} = \frac{1}{\varrho_{13} \cdot \omega_{13}^2 \, C_{13}^2}.$$

$$C_{13} = C_1 + C_3$$

3. *II* und *III* verbunden; C_1 kurzgeschlossen



$$\frac{r_2 \cdot r_3}{r_2 + r_3} = \frac{r_0 \cdot r_{23}}{r_0 + r_{23}} \quad \text{und} \quad r_{23} = \frac{1}{\varrho_{23}\,\omega_{23}^2\,C_{23}^2}.$$

$$C_{23} = C_2 + C_3.$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich nach Elimination der Größen r_2 und r_3 der gesuchte Widerstand r_0 durch die gemessenen Größen ϱ_{12}, ϱ_{13} und ϱ_{23} ausdrücken. Man erhält also:

$$\frac{\frac{r_0 \cdot r_{12}}{r_0 + r_{12}} \cdot \frac{r_0 \cdot r_{13}}{r_0 + r_{13}}}{\frac{r_0 \cdot r_{12}}{r_0 + r_{12}} + \frac{r_0 \cdot r_{13}}{r_0 + r_{13}}} = \frac{r_0 \cdot r_{23}}{r_0 + r_{23}}$$

oder

$$\frac{r_{12} \cdot r_{13}}{r_{12}\,(r_0 + r_{13}) + r_{13}\,(r_0 + r_{12})} = \frac{r_{23}}{r_0 + r_{23}}$$

$$\frac{r_0 + r_{23}}{r_{23}} = \frac{r_0 + r_{13}}{r_{13}} + \frac{r_0 + r_{12}}{r_{12}}$$

$$\frac{r_0}{r_{23}} = \frac{r_0}{r_{13}} + \frac{r_0}{r_{12}} + 1$$

$$\frac{1}{r_0} = \frac{1}{r_{23}} - \frac{1}{r_{13}} - \frac{1}{r_{12}}$$

oder

$$\frac{1}{r_0} = \varrho_{23} \cdot \omega_{23}^2 \cdot C_{23}^2 - \varrho_{12} \cdot \omega_{12}^2 \cdot C_{12}^2 - \varrho_{13} \cdot \omega_{13}^2 \cdot C_{13}^2$$

Da $\omega^2 = \frac{1}{L \cdot C}$ und L für die 3 Messungen konstant ist

$$\frac{1}{r_0} = \frac{1}{L}\,(\varrho_{23}\,C_{23} - \varrho_{12}\,C_{12} - \varrho_{13} \cdot C_{13}) \tag{22}$$

Ist der Teilkapazitätenkondensator so ausgeführt, daß

$C_1 = C_2 = C_3$, so wird: $C_{12} = C_{13} = C_{23} = C$ und

$$\frac{1}{r_0} = \frac{C}{L}\,(\varrho_{23} - \varrho_{12} - \varrho_{13}). \tag{22a}$$

Der Verlustwinkel des Drehkondensators berechnet sich dann:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{r_0\,\omega \cdot C} = \frac{1}{r_0}\sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$\delta = 3440 \cdot \frac{1}{r_0}\sqrt{\frac{L}{C}} \text{ min.}$$

Zum Kurzschließen der Teilkapazitäten wurde ein 25 cm langes Kabel aus Hochfrequenzlitze verwendet, dessen Widerstand bei $\lambda = 3000$ m zu 0,042 Ω gemessen wurde. Da dieser zusätzliche Widerstand nur für die Hälfte der jeweils verwendeten Kapazität in Frage kommt, ist von den gemessenen ϱ-Werten der Betrag von 0,021 Ω abzuziehen. Die Vergleichsmessung wurde bei drei verschiedenen Werten der Induktivität des Kreises durchgeführt und ergab folgende Daten:

Tabelle III.

LH	$C_{12}\,\mu F$	$C_{13}\,\mu F$	$C_{13}\,\mu F$	$\varrho_{12}\,\Omega$	$\varrho_{13}\,\Omega$	$\varrho_{23}\,\Omega$	$1/r_c$	δ''	$\lambda\,m$
$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$				$\times 10^{-8}$		
1,994	1,0215	0,9682	1,1765	0,895	0,892	1,510	0,201	+ 0,5	2800
1,049	1,0202	0,9682	1,1765	0,600	0,602	0,978	4,28	− 8,1	2050
2,688	1,0190	0,9681	1,1765	1,265	1,252	2,191	2,86	+ 8,7	3250

Der Mittelwert des Verlustwinkels beträgt für den Drehkondensator 0,4 sec. Aus den Werten der Tabelle (1. Meßreihe) berechnen sich die Teilkapazitäten C_1, C_2, C_3, die Verlustwiderstände r_2, r_3 und die Verlustwinkel der Teilkapazitäten zu:

$C_1 = 0{,}4066 \times 10^{-3}\,\mu F$; $C_2 = 0{,}6149 \times 10^{-3}\,\mu F$; $C_3 = 0{,}5616 \times 10^{-8}\,\mu F$

$1/r_1 = 0$ $\quad$ $1/r_2 = 0{,}460 \times 10^{-6}$ $\quad$ $1/r_3 = 0{,}435 \times 10^{-6}$

$\delta_1 = 0$ $\quad$ $\delta'' = 171$ sec $\quad$ $\delta''_3 = 169$ sec

Die Abweichungen von zirka 8″ der gemessenen Verlustwinkel des Drehkondensators vom Mittelwert dürften ihre Ursache in der Ausführung des Dreiplatten-Kondensators haben. Die Verlustwinkel der Teilkapazitäten C_2 und C_3 von etwa 170″ waren verhältnismäßig groß und zeigten starke Abhängigkeit von der Temperatur und Luftfeuchtigkeit. Eine Änderung der Verlustwinkel von C_2 und C_3 um 1 bis 2 % kann bereits eine Differenz, wie oben erhalten, hervorbringen. Als erschwerender Umstand kam noch hinzu, daß die einzelnen Teilkapazitäten nicht gleich groß ausgefallen waren, so daß bei jeder Einzelmessung von neuem auf die Frequenz abgeglichen werden mußte. Wären alle 3 Teilkapazitäten genau gleich, so müßte die Abgleichung der Frequenz und die Eichung für die Widerstandstransformation nur ein einziges Mal vorgenommen werden. Die Messungen könnten dann, da nur noch auf den Widerstand abzugleichen wäre, in kürzester Zeit durchgeführt werden.

Für noch genauere Messungen des absoluten Verlustwinkels müßte der Dreiplatten-Kondensator so ausgeführt werden, daß die Verluste in den Teilkapazitäten C_2, C_3 möglichst klein ausfallen, was erreicht werden könnte, wenn man diese Teilkapazitäten wie die Giebeschen Kondensatoren ausführt. Die Gleichheit der drei Teilkapazitäten würde erreicht, wenn man die verlustfreie Kapazität C_1 größer als die beiden anderen macht und diese letzteren dann mittels parallel geschalteter kleiner Drehkondensatoren auf den richtigen Betrag einreguliert. Die zur Verfügung stehende Zeit reichte leider nicht mehr aus zur Herstellung eines neuen Teilkapazitäten-Kondensators.

Wenn auch diese Versuchsanordnung in technischer Hinsicht noch nicht zur bestmöglichsten Ausführung gelangte, so lassen die vorstehenden Messungen doch die wichtigen Resultate erkennen: daß es 1. möglich ist, auf die vorstehend beschriebene Weise den absoluten Betrag des Verlustwinkels eines Kondensators zu bestimmen und 2. daß der für unsere Verlustmessungen verwendete Drehkondensator als praktisch völlig verlustfrei angesehen werden darf. Wäre er noch mit größeren Verlusten behaftet, so wären diese bei den obigen Messungen unbedingt zutage getreten.

g) Strommessung.

Zur vollkommenen Ausnutzung der Empfindlichkeit der Meßmethode für Verlustwinkelbestimmungen ist in den Meßkreis ein Strommesser eingeschaltet worden. Die Anforderungen, die an ein solches Instrument gestellt werden, sind: große Empfindlichkeit, geringer Eigenwiderstand und vollkommene Konstanz desselben bei allen Stromstärken; ferner eine große Überlastbarkeit und schließlich Einfachheit der Handhabung. Da zur Erregung des Meßkreises eine gewöhnliche Verstärkerröhre verwendet wird, deren Leistung gering ist, und weil der Meßkreis in unmittelbarer Nähe des Anschwingungszustandes arbeitet, sind die zu messenden Ströme sehr klein. Im indifferenten Gleichgewicht verursacht schon eine sehr kleine Verminderung des Kreiswiderstandes eine beträchtliche Zunahme der Stromstärke; es besteht deshalb für das Meßinstrument die Gefahr der Überlastung. Thermoelemente, die anfänglich zur Einstellung der Ströme verwendet wurden, erwiesen sich für unsere Zwecke bald als ungeeignet, da ihr hoher Widerstand bei großer Empfindlichkeit die Kreisdämpfung ungünstig vergrößerte und weil sie bei Überlastungen leicht zerstört wurden. Die Verwendung empfindlicher Hitzdrahtinstrumente oder Bolometer war aus den gleichen Gründen nicht möglich. So blieb nur noch die Verwendung von Kristalldetektoren zur Strommessung übrig. Die übliche Anordnung des Detektors in einem aperiodischen Indikatorkreise wurde hier verlassen, da sie eine besondere Kopplung zwischen Meßkreis und Indikatorkreis bedingt hätte, welche für jede Wellenlänge neu einreguliert werden müßte und welche wegen der kapazitiven Einflüsse zu Meßfehlern Veranlassung geben könnte.

Die Detektorschaltung, welche für die Strommessung ausgebildet wurde und welche schon von E t t e n r e i c h[21]) zur Untersuchung von Kristalldetektoren angewandt worden war, führte zu einem Meßinstrumente, das allen oben angeführten Bedingungen entsprach. Da die Schaltung anscheinend zum erstenmal bei praktischen Aufgaben der Hochfrequenzmeßtechnik Verwendung fand, erscheint ihre eingehende Beschreibung gerechtfertigt.

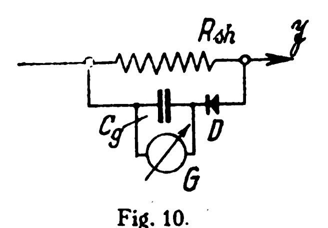


Fig. 10.

Fig. 10 gibt die prinzipielle Schaltung des Detektors wieder. In den Kreis, dessen Stromstärke gemessen werden soll, ist ein induktionsfreier kleiner Widerstand R_{sh} eingeschaltet, der wie bei Gleichstromamperemetern als Shunt bezeichnet werde. An die Klemmen dieses Widerstandes ist die Hintereinanderschaltung des Detektors und des Galvanometers, welchem ein großer Kondensator parallel liegt, angeschlossen. Der zu messende Strom $\mathfrak{J}$ erzeugt im Shunt einen Ohmschen Spannungsabfall, der mit Detektor und Galvanometer gemessen wird. Als am geeignetsten erwiesen sich Siliziumdetektoren mit Gold- oder Bronzekontaktstift. Die empfindlichste Einstellung dieser Detektoren ergab sich bei ziemlich kräftigem Drucke des Metallstiftes gegen den Kristall. Diese Eigenschaft kann als Grund für das unbedingt zuverlässige und konstante Arbeiten der Siliziumdetektoren angesehen werden. Kontrolleichungen, die selbst nach Monaten vorgenommen wurden, ergaben innerhalb 1 % mit früheren Messungen übereinstimmende Werte. Die Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen konnte vielfach konstatiert werden. Das verwendete Galvanometer nach Dießelhorst von S. & H. hatte einen Systemwiderstand von zirka 50 Ohm und eine Stromempfindlichkeit von 45×10^{-10} Amp. Die kurze Schwingungsdauer von 2 sec. ermöglichte eine fast momentane Einstellung. Eine große Strom-

[21]) Jahrb. f. drahtl. Telegr., Bd. 17, Heft 6, 1921.

empfindlichkeit des Galvanometers ist aus folgenden Gründen erwünscht: Einmal wird dadurch erreicht, daß das Arbeitsgebiet auf der Detektorkennlinie in ihren untersten Teil verlegt wird, für welchen sie erfahrungsgemäß am genauesten mit einer Parabel übereinstimmt. Der durch das Verhältnis von Spannung und Strom ausgedrückte Detektorwiderstand hat in diesem Gebiete sehr große Werte, so daß der Strom des Detektorzweiges gegenüber dem zu messenden Strome bei nicht zu großen Werten des Shunts vernachlässigt werden kann. Es ist dann ohne weiteres möglich, den Meßbereich der Anordnung durch einfaches Auswechseln der Shunts beliebig zu erweitern, ohne daß eine Neueichung nötig wäre. Das Arbeiten nur im untersten Teile der Detektorkennlinie gibt auch die für unsere Messungen wichtige Möglichkeit, daß der Detektor ohne Schaden zu erleiden, sehr weitgehend überlastet werden darf. Selbstverständlich bedeutet ein solches Überschreiten der normalen Stromstärke auch eine Überlastung des Galvanometers. Ganz davon abgesehen, daß kurzdauernde Überlastungen dem Galvanometer noch keinen Schaden zufügen, kann es vor ihnen, wie bei Brückenmessungen üblich, durch einen angelegten Parallelwiderstand geschützt werden. Die dem Galvanometer parallel liegende große Kapazität C_g, die für Messungen bei verschiedenen Frequenzen und beim Übergang von einem Meßbereich auf einen anderen eine wichtige Rolle spielt, bestand aus 4 bis 5 Papierkondensatoren zu je 2 μF, die einer Isolationsprüfung unterworfen waren.

Die Eichung der Shunt-Detektoren erfolgte entweder direkt bei 500 Perioden mittels bekannter Widerstände und Spannungsmessung oder durch Vergleich mit geeichten Thermoelementen bei Hochfrequenz. Die nachfolgenden Meßreihen zeigen, daß bei den verwendeten Detektoren die Eichkurve mit genügender Genauigkeit als quadratisch angesprochen werden kann. Die Abweichungen der Konstanten vom Mittelwert beträgt nur etwa 1 %. Bedeuten $\mathfrak{J}$ den zu messenden Strom, $\mathfrak{E}_{sh}$ den Spannungsabfall am Shunt, R_{sh} dessen Widerstand und a_D die auf Bogenmaß reduzierten Galvanometerausschläge, so kann man unter der Annahme, daß die Detektorkennlinie im untersten Teile einen quadratischen Verlauf hat und daß die Spannung am Shunt nur durch seinen Ohmschen Widerstand erzeugt wird, schreiben:

$$\mathfrak{E}_{sh} = K_D \cdot \sqrt{a_D}.$$

Die Detektorkonstante ist: $K_D = \dfrac{\mathfrak{E}_{sh}}{\sqrt{a_D}}$.

Da $\mathfrak{J} = K_{sh} \cdot \sqrt{a_D} = \dfrac{\mathfrak{E}_{sh}}{R_{sh}} = \dfrac{K_D}{R_{sh}} \cdot \sqrt{a_D}$

ergibt sich:

$$K_{sh} \cdot R_{sh} = K_D.$$

Tabelle IV.

Eichung eines Seibt-Detektors I.

Direkte Eichg. bei 500 Per. Klemmenspang. = 100 V = konst. Shuntwiderstand $R_{sh} = 0{,}3632\ \Omega$.

R^{Ω}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$K_{sh} = \mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
5000	20,0	50	$2{,}84 \times 10^{-3}$
3500	28,6	101	$2{,}84 \times 10^{-3}$
3000	33,3	139	$2{,}82 \times 10^{-3}$
2500	40,0	201	$2{,}82 \times 10^{-3}$
2000	50,0	317	$2{,}81 \times 10^{-3}$
1700	58,8	433	$2{,}82 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 2{,}825 \times 10^{-3}$
$K_D = K_{sh} \cdot R_{sh} = 1{,}026 \times 10^{-3}$

Tabelle V.

Eichung des Seibt-Detektors I bei Hochfrequenz durch Vergleich mit einem Thermoelement C

λ = konst. = 3000 m; $K_{Th} = 2{,}48 \times 10^{-3}$

$R_{sh} = 0{,}3632\ \Omega$.

a_{Th}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$K_{sh} = \mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
77	21,75	76	$2{,}52 \times 10^{-3}$
133	28,6	130	$2{,}54 \times 10^{-3}$
222	36,9	213	$2{,}53 \times 10^{-3}$
273	40,9	260	$2{,}53 \times 10^{-3}$
333	45,2	314	$2{,}54 \times 10^{-3}$
478	54,0	445	$2{,}56 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 2{,}54 \times 10^{-3}$
$K_D = R_{sh} \cdot K_{sh} = 0{,}923 \times 10^{-3}$

$R_{sh} = 0{,}1971\ \Omega$.

a_{Th}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$K_{sh} = \mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
104	25,3	30	$4{,}62 \times 10^{-3}$
167	32,1	49	$4{,}68 \times 10^{-3}$
355	46,7	97	$4{,}75 \times 10^{-3}$
484	54,5	133	$4{,}73 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 4{,}69 \times 10^{-3}$
$K_D = 0{,}923 \times 10^{-3}$

$R_{sh} = 0{,}4646\ \Omega$.

a_{Th}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$K_{sh} = \mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
74	21,3	114	$2{,}00 \times 10^{-3}$
105	25,4	164	$1{,}98 \times 10^{-3}$
154	29,9	240	$1{,}93 \times 10^{-3}$
227	37,4	348	$2{,}00 \times 10^{-3}$
323	44,6	481	$2{,}03 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 1{,}99 \times 10^{-3}$
$K_D = 0{,}924 \times 10^{-3}$

Mittelwert der Detektorkonstanten K_D aus den drei letzten Meßreihen:

$$K_D = 0{,}924 \times 10^{-3}.$$

Tabelle VI.

Eichung des Seibt-Detektors III durch Vergleich mit Thermoelement C

λ = konst. = 3000 m; $K_{Th} = 2{,}48 \times 10^{-3}$

$R_{sh} = 0{,}3630\ \Omega$.

a_{Th}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$\mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
94	24,05	64	$3{,}01 \times 10^{-3}$
179	33,2	121	$3{,}02 \times 10^{-3}$
241	38,5	164	$3{,}01 \times 10^{-3}$
370	47,7	249	$3{,}02 \times 10^{-3}$
491	55,0	333	$3{,}01 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 3{,}014 \times 10^{-3}$
$K_D = 1{,}093 \times 10^{-3}$

$R_{sh} = 0{,}2845\ \Omega$.

a_{Th}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$\mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
106	25,5	46	$3{,}77 \times 10^{-3}$
163	31,7	70,5	$3{,}78 \times 10^{-3}$
296	42,7	124	$3{,}83 \times 10^{-3}$
404	49,8	171	$3{,}81 \times 10^{-3}$
491	54,9	210	$3{,}79 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 3{,}80 \times 10^{-3}$
$K_D = 1{,}081 \times 10^{-3}$

$R_{sh} = 0{,}9849\ \Omega$.

a_{Th}	$\mathfrak{J}^{MA}$	a_D	$\mathfrak{J}/\sqrt{a_D}$
48	17,2	245	$1{,}098 \times 10^{-3}$
75	21,5	385	$1{,}095 \times 10^{-3}$
98	24,5	495	$1{,}103 \times 10^{-3}$

$K_{sh} = 1{,}099 \times 10^{-3}$
$K_D = 1{,}081 \times 10^{-3}$

Mittelwert der drei Detektorkonstanten K_D

$$K_D = 1{,}085 \times 10^{-3}.$$

Die vorstehenden Messungen ergeben, daß für die untersuchten Detektoren bei genügender Genauigkeit mit einer mittleren Detektorkonstanten gerechnet und der Meßbereich durch Auswechslung der Shunts erweitert werden darf. Natürlich ist für jeden Detektor und für jede Neueinstellung desselben die Eichkurve auf den quadratischen Verlauf hin zu prüfen. In Ermangelung geeigneter Thermoelemente kann die Eichung nach einer von A. Székely[22]) angegebenen Methode mit Gleichstrom ausgeführt werden.

Bei vielen Hochfrequenzmessungen ist nicht der absolute Betrag des Stromes, sondern das Verhältnis zweier Stromstärken zu bestimmen. In solchen Fällen wird man den Messungen immer die genaue Eichkurve zugrunde legen, besonders dann, wenn die Stromstärken sehr verschieden sind. Die weiter unten beschriebene Eichung der Rückkopplung stellt ein Beispiel einer solchen Messung dar.

Zenneck gibt in seinem Lehrbuche[23]) eine Zusammenstellung der üblichen Strommesser für kleine Ströme, die über die Empfindlichkeit der Instrumente Aufschluß erteilt. Für einen Galvanometerausschlag von 100 mm ergeben sich für die empfindlichsten Strommesser folgende Werte:

Instrument	Widerstand in Ω	Strom in Amp. bei 100 mm
Bolometer	2,2	$2{,}0 \times 10^{-3}$
Thermoelement, evakuiert	5,1	$6{,}0 \times 10^{-3}$
Duddell. Thermogalvanometer .	18,0	$0{,}32 \times 10^{-3}$

Aus den oben beschriebenen Detektoreichungen ergab sich für die Detektoren eine Konstante $K_D \cong 1{,}0 \times 10^{-3}$.

Da $$\mathfrak{J} = K_{sh} \cdot \sqrt{a_D} = \frac{K_D}{R_{sh}} \cdot \sqrt{a_D}$$

ist, berechnet sich bei der Detektorschaltung der Strom für einen Ausschlag von 100 mm am Galvanometer bei den betreffenden Widerständen zu:

$R\ \Omega$	$\mathfrak{J}^{Amp.}$
2,2	$4{,}5 \times 10^{-3}$
5,1	$2{,}0 \times 10^{-3}$
18,0	$0{,}55 \times 10^{-3}$

Der Vergleich zeigt, daß mit der einfachen Detektoranordnung eine Empfindlichkeit erreicht werden kann, welche sonst nur den besten Hochfrequenz-Meßinstrumenten eigen ist[24]).

Die Eichung des Seibt-Detektors I (Tabelle IV) ergab bei 500 Per. eine Konstante $Ksh = 2{,}82 \times 10^{-3}$, während sie bei $\lambda = 3000$ m zu $2{,}48 \times 10^{-3}$ erhalten wurde. Man erkennt daraus, daß die Angaben des Instrumentes noch nicht völlig von der Frequenz unabhängig waren. Die Shunt-Widerstände bestanden bei diesen Untersuchungen aus gerade ausgespannten Widerstandsdrähten, an deren Enden der Detektorzweig angeschlossen war. Es gelang nun bei der weiteren Ausbildung der Meßeinrichtung eine völlige Frequenzunabhängigkeit zu erzielen. Die Bedingungen, welche dabei erfüllt werden müssen, sind folgende: 1. Die verwendeten Shunt-Widerstände müssen skineffektfrei sein. 2. Der Detektorzweig darf keine Schleife bilden, in welcher durch äußere Felder, z. B. von benachbarten Spulen herrührend, eine EMK. induziert werden könnte. 3. Die Shunts müssen völlig induktionsfrei sein. 4. Die Induktivität der Galvanometerspule muß durch eine große parallel liegende Kapazität unschädlich gemacht werden. Der ersten Bedingung wird durch Wahl dünner Widerstandsdrähte entsprochen. Punkt 2 und 3 werden erfüllt, wenn man den Detektor und die Kapazität Cg in unmittelbarer Nähe des Shunts anordnet und die Leitungen miteinander verdrillt. Damit bei gerade ausgespannten Shunt-Widerständen die Induktivität dieses Leiterstückes unwirksam gemacht werde, müssen die Zuleitungen zum Detektorzweige um den Shunt herum gewickelt werden. Da eine solche Anordnung ein Auswechseln der Widerstände erschwert, wurde den Shunts schließlich eine bifilare Form, wie aus Fig. 11 ersichtlich, erteilt. Es kann leicht kontrolliert werden, ob die Bedingungen 2, 3 und 4 erfüllt seien, wenn man den Shunt kurzschließt. Der Ausschlag am Galvanometer muß dann völlig auf den Wert Null zurückgehen. Nachstehende Meßreihe (Tabelle VII) zeigt die vollkommene Frequenzunabhängigkeit

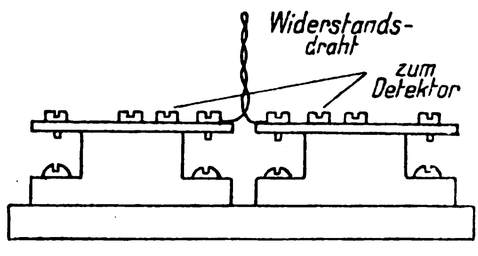


Fig. 11.

einer so ausgeführten Meßanordnung. Bei verschiedenen Frequenzen wurden die Galvanometerausschläge mit denen eines Thermoelementes bei konstanter Stromstärke verglichen.

[22]) A. Székely, Sitzber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. 130, Abt. IIa, 1. Heft, Ref. Jahrbuch f. drahtl. Telegr., Bd. 17, Heft 6.

[23]) J. Zenneck, Lehrbuch d. drahtl. Telegraphie, 5. Aufl., S. 93.

[24]) Vgl. auch A. Székely, Sitzber. der Wiener Akad. d. Wissensch. 130, Abt. II a, I. Heft, Ref. Jahrbuch f. drahtl. Telegr., Bd. 17, Heft 6.



Tabelle VII.
Frequenzabhängigkeit des Detektor-Strommessers.
Ausschlag des Thermoelementes konstant = 200 mm.

λ^m	a_D	$\sqrt{a_D}$	Fehler %
4780	398	19,95	0,5
3520	400	20,00	0,25
2260	403	20,05	0,00
1460	404	20,10	0,25
990	403	20,05	0,00

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß der Detektor, das Galvanometer und die Verbindungsleitung zwischen beiden eine vorzügliche Isolation erfordern. Im stromlosen Zustand wirkt der Detektor wie eine Unterbrechung der Leitung, weil sein Widerstand nahezu unendlich groß ist. Befindet sich das Meßinstrument in einem Schwingungskreise, der in den Anodenstromkreis einer Elektronenröhre eingeschaltet ist, und ist infolge eines Isolationsfehlers zwischen Detektor und Galvanometer eine Ableitung vorhanden, so wird wegen des hohen Anodenpotentials, auf welchem sich der Schwingungskreis befindet, ein Gleichstrom durch das Galvanometer fließen, der die Nullage verschiebt und zu Meßfehlern Veranlassung geben kann.

h) Messung des totalen Dekrementes der wirksamen Induktivitäten und gegenseitigen Induktionskoeffizienten.

Die früheren theoretischen Betrachtungen zeigten, daß zur genauen Bestimmung des Verlustwinkels eines Kondensators die Kenntnis des totalen Dekrementes und der wirksamen Induktivität erforderlich ist, wenn die Wellenlänge nicht mit genügender Genauigkeit gemessen werden kann. Aus diesem Grunde und zur experimentellen Prüfung der Meßmethode wurden diese Kreisgrößen unter den Verhältnissen, wie sie bei den Verlustwinkelmessungen vorlagen, bestimmt.

1. Messung des Totaldekrementes.

Die Bestimmung des Dämpfungswiderstandes des Meßkreises wurde nach der Lindemannschen Methode in der Erweiterung von Pauli[24]) vorgenommen. Zu diesem

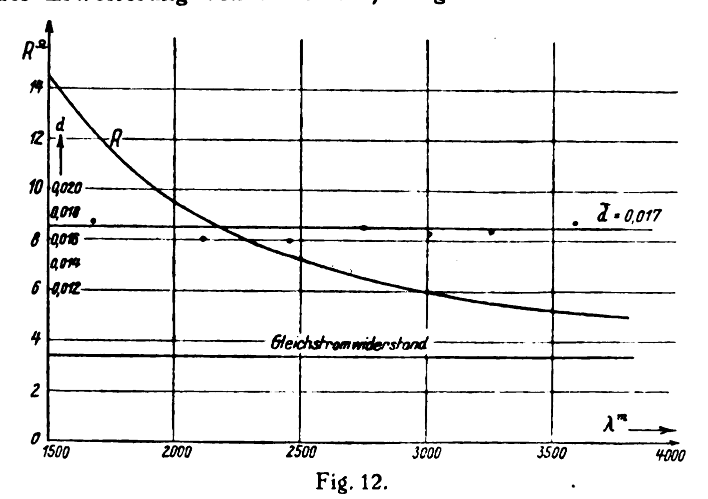


Fig. 12.

Zwecke wurde der Meßkreis mit einem Röhrensender gekoppelt, in dessen Schwingungskreis ein Thermoelement eingeschaltet war. Bestimmt man für verschiedene Zusatzwiderstände im Meßkreis das Amplitudenverhältnis $J_1 : J_2$ und trägt dieses als Ordinate über den Widerstandswerten auf, so erhält man eine gerade Linie, deren Verlängerung auf der Abszisse den gesuchten Dämpfungswiderstand abschneidet. Die Messung erfolgte am abgeschirmten Meßkreis mit angeschlossener aber nicht geheizter Röhre. Da als Meßkreiskondensator der verlustfreie Drehkondensator verwendet wurde, ergaben die Messungen den reinen Dämpfungswiderstand R_1 des Induktivitätszweiges. Die Schwingungskreisspule hatte 10 Anzapfungen, die vom Anfange A fortlaufend numeriert waren. Tabelle VIII enthält die gemessenen Werte des Dämpfungswiderstandes und der Dekremente für die bei den Verlustwinkelmessungen benützten Spulenanzapfungen.

Tabelle VIII.
λ = konst. = 3000 m.

Anzapfung der Spule	$R_1{}^{\Omega}$	$C^{\mu F}$ × 10⁻³	d
A bis 5	4,92	1,822	0,0177
A bis 6	5,93	1,407	0,0166
A bis 7	6,45	1,298	0,0165
A bis 8	7,09	1,014	0,0142
A bis 9	7,74	1,000	0,0153
A bis 10	8,48	0,901	0,0151

Fig. 12 zeigt den totalen Dämpfungswiderstand für Anzapfung A bis 6 in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Das Dekrement ergibt sich zu $d = 0{,}017$, als über den ganzen Wellenbereich konstant.

2. Messung der Induktivitäten.

Die Induktivitäten wurden nach dem Verfahren von Rietz[25]) bestimmt, welches gegenüber anderen Methoden den Vorteil besitzt, daß es neben der wahren Induktivität zugleich die Spulenkapazität bestimmt. Der Schwingungskreis, der die zu messende Selbstinduktion enthält, wird wieder mit einem Sender gekoppelt und die Resonanzabstimmung für verschiedene Wellenlängen ermittelt. Trägt man die Quadrate der letzteren als Ordinate über den eingestellten Kapazitätswerten als Abszissen auf, so erhält man eine Gerade, deren Neigung die wahre Induktivität ergibt und deren Verlängerung auf der Abszisse den Wert der Spulenkapazität abschneidet. Aus zwei Punkten mit den Koordinaten λ_1^2, λ_2^2 und C_1, C_2 dieser Geraden berechnet sich dann die wahre Induktivität L und die Spulenkapazität C_0 zu

$$L^{mH} = 0{,}2815 \frac{(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)^{km}}{(C_2 - C_1)^{\mu F}} \cdot 10^{-3}$$

$$C_0 = C_1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2} (C_2 - C_1).$$

Diese Methode wurde bei gleichzeitiger Erhöhung der Meßgenauigkeit in nachstehend beschriebener Weise vereinfacht. Die früheren theoretischen Betrachtungen ergaben, daß sich ein rückgekoppelter Schwingungskreis genau in seiner Eigenwelle erregt, wenn er bei widerstandsfreiem Kapazitätszweige auf indifferentes Gleichgewicht eingestellt wird. Daß die bei der Ableitung dieses Ergebnisses gemachten Voraussetzungen auch praktisch erfüllt waren, bestätigte sich durch folgenden Versuch: Der Meßkreis wurde zuerst bei ungeheizter Röhre in loser Kopplung möglichst genau auf den Sender abgestimmt und am Empfänger mit dem Überlagerer auf einen bestimmten Ton eingestellt. Nachdem der Sender außer Betrieb gesetzt und die Heizung der

[24]) Jahrbuch f. drahtl. Telegr., Bd. 18, Heft 5.

[25]) Rein-Wirtz, Radiotelegr. Praktikum, 3. Aufl., S. 112.

Meßkreisröhre eingeschaltet worden war, wurde die Rückkopplung so eingestellt, daß die Schwingungen einsetzten. Aus einer Änderung der Tonhöhe ergab sich dann die Abweichung der erregten Frequenz von der Eigenfrequenz des Kreises. Die Tonänderungen waren sehr gering und überschritten in keinem Falle den Bereich, in welchem mit der zur Einstellung verwendeten Stimmgabel deutliche Schwebungen auftraten. Der Versuch zeigte also, daß sich der selbsterregte Kreis unter den gegebenen Verhältnissen mit sehr großer Genauigkeit in seiner Eigenwelle erregte. Aus diesem Grunde konnte die Induktivität in einfacher Weise gemessen werden, indem der Meßkreis bei verschiedenen Kondensatoreinstellungen erregt und die entstandene Frequenz, wie früher beschrieben, jeweils gemessen wurde. Da sich der Meßkreis im indifferenten Gleichgewicht wie ein dämpfungsfreier Schwingungskreis verhält, dessen Resonanzkurven einen außerordentlich spitzen Verlauf zeigen, ergibt sich eine sehr scharfe Einstellung des Wellenmessers und damit eine erhöhte Meßgenauigkeit. Wie schon früher erwähnt wurde, waren die Angaben des Wellenmessers nicht immer ganz zuverlässig; da aber für die Konstruktion der Geraden zur Bestimmung von L etwa 5 Ablesungen gemacht wurden, dürfen die ermittelten L-Werte, da sie Mittelwerte darstellen, als recht genau bezeichnet werden.

Die nachfolgende Tabelle IX gibt eine Zusammenstellung der gemessenen Induktivitäten und Spulenkapazitäten für die bei den Verlustmessungen benutzten Spulenanzapfungen. Die totale Induktivität des Kreises bestand dabei aus der Schwingungskreisspule und der kleinen Kopplungsspule von sechs Windungen, die für die Wellenmesserkopplung nötig war. Die Spulenkapazität ist auf die Enden der Gesamtinduktivität bezogen.

Tabelle IX.

Anzapfung der Spule	L^{MH}	$C_0{}^{\mu F}$
A bis 2	0,252	0,102 × 10^{-3}
A bis 3	0,640	0,054 „
A bis 4	1,049	0,057 „
A bis 5	1,375	0,064 „
A bis 6	1,762	0,055 „
A bis 7	1,994	0,054 „
A bis 8	2,205	0,055 „
A bis 9	2,445	0,047 „
A bis 10	2,688	0,047 „

Die kleine Kopplungsinduktivität wurde bestimmt zu: $L_k = 0{,}013$ MH. Die Messung der Induktivität der Gitterspule 2 × 80 Windungen ergab die Werte:

$$L_g = 3{,}92 \text{ MH}$$
$$C_o = 0{,}087 \times 10^{-3} \; \mu F$$

Eigenwelle der Gitterspule $\lambda_{g0} = 1100$ m.

3. Eichung der Rückkopplung.

Bei der Messung der gegenseitigen Induktionskoeffizienten stößt man auf Schwierigkeiten, wenn man es mit sehr losen Kopplungen zu tun hat, d. h. wenn der Koeffizient der gegenseitigen Induktion sehr viel kleiner ist als die Induktivitäten selbst der gekoppelten Spulen. Die üblichen Meßmethoden zur Bestimmung der Gegeninduktivitäten versagen in diesem Falle entweder ganz, oder geben nur sehr ungenaue Resultate. Da uns in der früher beschriebenen Detektoranordnung ein Meßinstrument zur Verfügung stand, das selbst sehr kleine Hochfrequenzströme zu messen gestattet, konnte die im Prinzip anscheinend zuerst von Pauli[26]) vorgeschlagene einfache Methode angewendet werden, welche auf Strommessung beruht. In Fig. 13 ist die Meßeinrichtung schematisch dargestellt. L_1 und L_2 sind die beiden Flachspulen, deren gegenseitiger Induktionskoeffizient gemessen werden soll. Die eine der Spulen L_1 ist in einen selbsterregten Schwingungskreis I eingeschaltet, während Spule L_2 (in

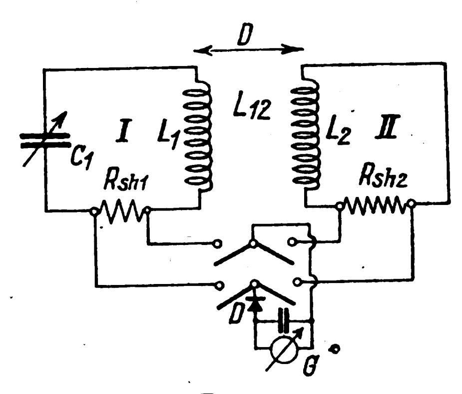


Fig. 13.

unserem Falle die Gitterspule) über einen Widerstand R_{sh2} geschlossen ist (Kreis II). Die Stromstärken in beiden Kreisen werden gemessen. Für Kreis II gilt der Ansatz:

$$-L_{12} \cdot \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} + i_2 R_{sh2} = 0$$

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{\mathfrak{J}_1 \cdot \omega L_{12}}{\sqrt{R^2_{sh2} + \omega^2 L_2^2}} \text{ daraus:}$$

$$L_{12} = \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1} \cdot \sqrt{\frac{R^2_{sh2} + \omega^2 L^2_2}{\omega^2}}. \tag{23}$$

In den meisten praktisch vorliegenden Fällen kann R^2_{sh2} gegenüber $w^2 L^2_2$ unbedenklich vernachlässigt werden. Bei einer Wellenlänge von 3000 m, der Induktivität $L_2 = 3{,}92 \times 10^{-3}$ H. und einem Widerstand von 20 Ω im Kreise II macht $R^2{}_{sh2}$ gegenüber $w^2 L^2_2$ noch nicht $^1/_{100}$ % aus. Gleichung 23 lautet daher vereinfacht:

$$L_{12} = \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1} \cdot L_2. \tag{23a}$$

Die Bestimmung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten erfordert also nur die Messung der Größe L_2 und des Verhältnisses der sekundären zur primären Stromstärke. Dieses Verhältnis wurde bestimmt, indem der Detektorzweig vermittels eines Umschalters abwechselnd an den Shunt R_{sh1} und R_{sh2} gelegt wurde. Die Verschiedenheit der Stromstärken verlangt im Primärkreise einen kleinen, im Sekundärkreise einen großen Shunt-Widerstand. Wie früher erwähnt wurde, muß der Bestimmung des Verhältnisses zweier Ströme die genaue Detektoreichkurve zugrunde gelegt werden. Da die Kenntnis der absoluten Stromwerte nicht erforderlich ist, konnten die umständlichen Eichungen für die auf der Sekundärseite verwendeten Shunts in folgender Weise umgangen werden. Auf der Primärseite wurde zuerst bei einem Shunt 0,1301 Ω die Stromstärke so einreguliert, daß sich am Galvanometer ein bestimmter großer Ausschlag einstellte. Dann wurde im Kreise II ein großer Shunt $R_{sh2} = 12{,}46$ Ω eingesetzt und die Kopplung der Spulen so reguliert, bis der Detektor mit diesem Shunt den gleichen Ausschlag erzeugte. Wurde nun die Primärstromstärke verändert und der Detektor von einem Shunt auf den anderen umgeschaltet, so ergab sich, daß für jede Stromstärke die Ausschläge für Primär- und Sekundärseite genau übereinstimmten. Der Versuch ergab also die Kongruenz der Detektoreichkurven für große und kleine Shunts. Nimmt man

[26]) Jahrbuch f. drahtl. Tegr., Bd. 17, Heft 5, S. 343.

nun bei einem konstanten Sekundärstrome die Ausschläge in Abhängigkeit von der Größe des Widerstandes R_{sh2} auf so stellt die erhaltene Kurve (Fig. 14) eine Detektoreichkurve dar, da die Detektorspannung dem Widerstande R_{sh2} proportional ist. Bildet man die Größe $\sqrt{a}$, so müßte sich bei quadratischem Verlauf der Eichkurve eine gerade Linie ergeben. Bei dem verwendeten, empfindlichen Siliziumdetektor von Telefunken zeigte die Krümmung der $\sqrt{a}$ Kurve einen nicht quadratischen Verlauf der Eichkurve an.

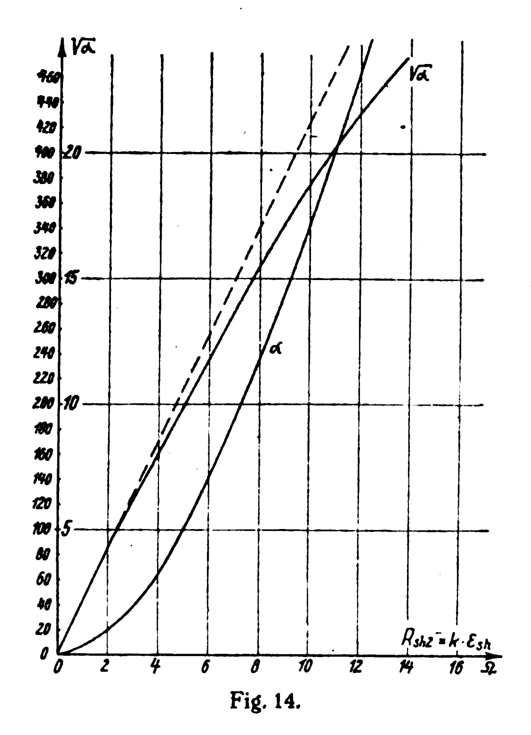


Fig. 14.

Da $\mathfrak{J}_1 = \frac{R_{sh_1}}{\mathfrak{E}_1}$ und $\mathfrak{J}_1 = \frac{R_{sh_2}}{\mathfrak{E}_2}$ kann man schreiben:

$$L_{12} = \frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_2} L_2 = \frac{R_{sh_2}}{R_{sh_1}} \cdot \frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2} \cdot L_2 = \frac{R_{sh_2}}{R_{sh_1}} \cdot \frac{R_1'}{R_2'} \cdot L_2$$

wobei die Größen R'_1 und R'_2 der Eichkurve entnommen werden und die den Ausschlägen a_1 bzw. a_2 zugeordneten Abszissen (im R-Maßstabe) bedeuten. In der folgenden Tabelle X sind die Daten einer solchen Messung der gegenseitigen Koeffizienten wiedergegeben.

Tabelle X.

Schwingungskreisspule Anzapfg. A bis 7; $L_1 = 1{,}994 \times 10^{-3}$ H.
Gitterspule: 2×80 Windg. $L_g = 3{,}92 \times 10^{-3}$ H.

R_{sh2} = konst. = 0,1301 Ω
R'_1 = konst. = 7,31 Ω
a_1 = konst. = 201 mm.
D = Abstand der Spulenmitten in mm.

D^{mm}	$R_{sh_2}\Omega$	a_2	$R_2'\Omega$	$L_{1g}{}^H$
100	4,05	244	8,17	0,1409 × 10^{-3}
105	4,05	201	7,31	0,1260 ,,
110	4,05	166	6,58	0,1135 ,,
115	4,05	137,5	5,92	0,1021 ,,
120	4,05	113,5	5,34	0,0920 ,,
110	7,17	450	11,80	0,1150 ,,
120	7,17	325	9,67	0,0942 ,,
125	7,17	276	8,77	0,0854 ,,
130	7,17	234	7,98	0,0777 ,,
135	7,17	199	7,28	0,0709 ,,
140	7,17	166,5	6,59	0,0642 ,,
D^{mm}	$R_{sh2}\Omega$	a_2	$R_2'\Omega$	$L_{1g}{}^H$
150	7,17	120,5	5,52	0,0537 × 10^{-3}
135	12,46	498	12,50	0,0700 ,,
140	12,46	432	11,50	0,0644 ,,
145	12,46	377	10,60	0,0593 ,,
150	12,46	326	9,69	0,0542 ,,
155	12,46	284	8,91	0,0499 ,,
160	12,46	247	8,22	0,0460 ,,
170	12,46	186	7,00	0,0392 ,,
175	12,46	161	6,48	0,0363 ,,

In Fig. 15 sind die Werte dieser Tabelle graphisch dargestellt.

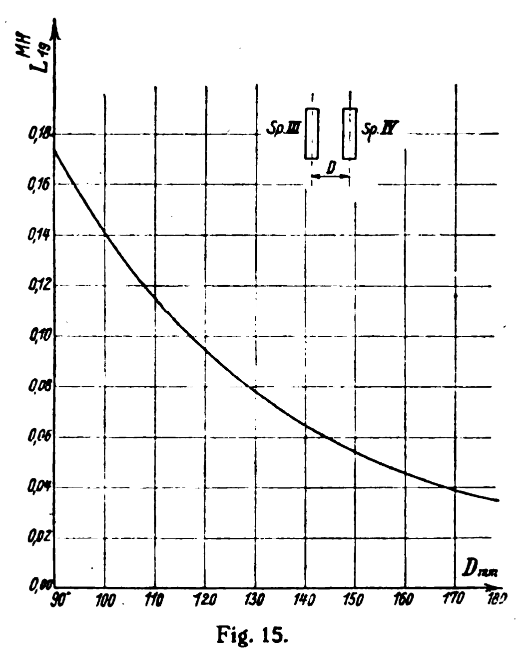


Fig. 15.

F. Über die Empfindlichkeit der Methode.

In einem früheren Kapitel wurde anläßlich der Erläuterung des Prinzipes der neuen Meßmethode gezeigt, daß sie vom physikalischen Standpunkte aus betrachtet, ein Energieproblem darstellt. Diese Darstellungsweise, die die Verstärkerwirkung der Röhre klar zu Tage treten und schon aus diesem Grunde auf eine hohe Empfindlichkeit schließen ließ, ist jedoch zur weiteren Untersuchung der verwickelten Vorgänge in einem Röhrensender nicht geeignet. Zur quantitativen Untersuchung dieser Vorgänge bedient man sich meistens der Möllerschen Schwingkennlinien (Fig. 16). Sie

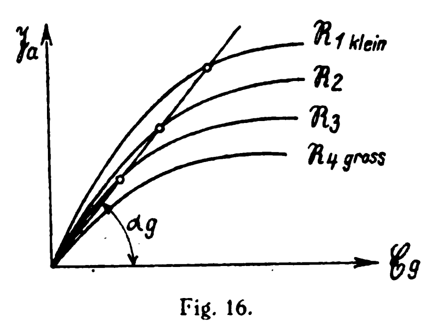


Fig. 16.

stellen den Anodenwechselstrom Ja als Funktion der Gitterwechselspannung $\mathfrak{E}g$ dar. Parameter ist dabei der äußere Widerstand $\mathfrak{R} = \frac{L}{C \cdot R}$. Beim rückgekoppelten Sender kommt zu der Schwingkennlinie noch eine weitere Beziehung hinzu, welche den Zusammenhang der erzeugten Gitterspannung mit dem Strom im Schwingungskreise betrifft. Diese zweite Bedingung wird im Schwingkennliniendiagramm durch die

Rückkopplungsgerade dargestellt. Nur solche Ströme können sich im stationären Zustande einstellen, welche beiden Bedingungen gleichzeitig genügen. Die Ströme sind daher durch die Schnittpunkte der Schwingkennlinien mit der Rückkopplungsgeraden bestimmt. Die Neigung dieser letzteren ist gegeben durch den Ausdruck:

$$\mathrm{tg}\,\alpha_g = \frac{C\cdot R}{L_{1g}} = \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_g}.$$

Die Neigung der Schwingkennlinie ist im Ursprung gleich der Steilheit S_A der Arbeitskurve [27]).

$$S_A = \frac{S}{1+\frac{Ra}{Ri}} = \frac{S}{1+\frac{L}{C\cdot R\cdot Ri}}.$$

Im Möllerschen Diagramm ist sowohl der Neigungswinkel der Rückkopplungsgeraden wie derjenige der Schwingkennlinie vom Dämpfungswiderstand des Schwingungskreises abhängig. Für unsere Dämpfungsmessung interessiert uns der Zusammenhang des Stromes im Schwingungskreise mit dem Widerstande. Für diese Untersuchung ist nach vorstehendem das Schwingkennliniendiagramm ungeeignet. Es wurde daher

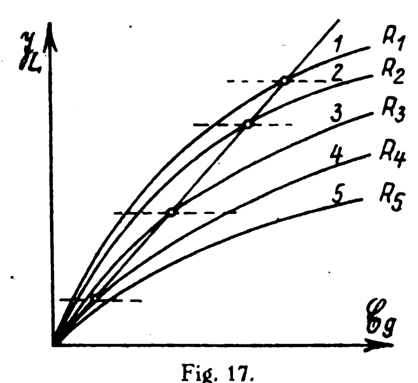


Fig. 17.

ein anderes Diagramm daraus abgeleitet, das den Zusammenhang klar erkennen läßt. Trägt man statt $\mathfrak{J}_a$ den Strom im Schwingungskreise $\mathfrak{J}_2$ als Funktion der Gitterspannung bei verschiedenen Werten des Dämpfungswiderstandes als Parameter auf, so erhält man eine den Schwingkennlinien ähnliche Kurvenschar (Fig. 17). Die Umrechnung von $\mathfrak{J}_a$ auf $\mathfrak{J}_L$ erfolgt durch die Beziehung:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L \cdot \frac{d}{\pi} = \mathfrak{J}_L \cdot R \cdot \omega \cdot C$$

oder:

$$\mathfrak{J}_L = \mathfrak{J}_a \cdot \frac{1}{R\cdot\omega\cdot C}.$$

Dieses $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Diagramm gibt für eine bestimmte Gitterwechselspannung den zugehörigen Schwingungsstrom bei einem bestimmten Dämpfungswiderstand des Kreises. Zur Vollständigkeit des Diagrammes fehlt nur noch die Rückkopplungsgerade. Diese ist wieder gegeben durch die Beziehung zwischen Schwingungsstrom und erzeugter Gitterspannung, welche lautet:

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{J}_L \cdot \omega \cdot L_{1g}$$

oder:

$$\mathfrak{J}_L = \frac{1}{\omega\cdot L_{1g}} \cdot \mathfrak{E}_g$$

In unserem Diagramm ist die Neigung der Rückkopplungsgeraden also gegeben durch:

$$\mathrm{tg}\,\alpha_g = \frac{\mathfrak{J}_L}{\mathfrak{E}_g} = \frac{1}{\omega\cdot L_{1g}}. \qquad (28)$$

Im Gegensatz zu den Möllerschen Schwingkennlinien ist im $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Diagramm der Neigungswinkel der Geraden nicht von der Größe R abhängig, sondern nur von ω und L_{1g}, welche konstant sind. Die Neigung der $\mathfrak{J}_L$-Linien im Nullpunkt berechnet sich:

$$\mathrm{tg}\,\alpha_J = \frac{\mathfrak{J}_L}{\mathfrak{E}_g} = \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_g} \cdot \frac{1}{R\cdot\omega\cdot C} \qquad \text{(aus Gleichung 26)}$$

$$\mathrm{tg}\,\alpha_J \; \frac{1}{R\cdot\omega\cdot C} = \frac{S}{1+\frac{L}{C\cdot R\cdot Ri}} \cdot \frac{1}{R\cdot\omega\cdot C}$$

$$\mathrm{tg}\,\alpha_J = \frac{S}{R\cdot\omega\cdot C + \frac{\omega\cdot L}{Ri}} = \frac{S\cdot\omega\cdot L}{R+\frac{L}{C\cdot Ri}}. \qquad (29)$$

Die Bedingung für das Einsetzen der Schwingungen lautet:

$$\mathrm{tg}\,\alpha_g = \mathrm{tg}\,\alpha_J$$

$$\frac{S\cdot\omega\cdot L}{R+\frac{L}{C\cdot Ri}} = \frac{1}{\omega\cdot L_{1g}} \qquad \text{oder}$$

$$S \cdot L_{1g} = C\left\{R + \frac{L}{C\cdot Ri}\right\} \qquad (30)$$

in Übereinstimmung mit der früher analytisch abgeleiteten Gleichgewichtsbedingung (Gleichung 15).

Die Größe L/CR_i stellt den durch den inneren Röhrenwiderstand verursachten Beitrag zum Dämpfungswiderstande dar. (Es wurde früher gezeigt, daß ein dem Kondensator parallel liegender Widerstand R_n wie ein in den Schwingungskreis eingeschalteter Widerstand von der Größe L/CR_n wirkt.) Der Nenner $R + L/CR_i$ in Gleichung (29) stellt somit den totalen Dämpfungswiderstand des Schwingungskreises dar. Die Neigung der $\mathfrak{J}_L$-Linie im Nullpunkt ist also umgekehrt proportional dem totalen Dämpfungswiderstand. Wird dieser um einen Betrag geändert, so dreht sich die $\mathfrak{J}_L$-Linie um den Nullpunkt, während die Rückkopplungsgerade still steht. Die Änderung des Neigungswinkels ist prozentual dieselbe wie diejenige des Widerstandes. Ein kleines Totaldekrement wird verhältnismäßig große Winkeländerung und damit große Stromänderung zur Folge haben. Aus diesen Betrachtungen erkennt man, daß ein kleines Totaldekrement die Empfindlichkeit in günstigem Sinne beeinflußt. Da der innere Röhrenwiderstand R_i immer einen großen Wert darstellt, fällt der zusätzliche Dämpfungsbeitrag L/CR_i nicht stark ins Gewicht. Um ihn besonders klein zu machen, wurden Röhren mit kleinem Durchgriff oder mit Anodenschutznetz verwendet.

Die eigentliche Empfindlichkeit der Methode, die wir als das Verhältnis der Änderung des Schwingungskreisstromes zur Änderung des Widerstandes definieren, beruht auf dem indifferenten Schwingungsgleichgewicht. Verläuft im theoretischen Falle die $\mathfrak{J}_L$-Linie vom Nullpunkt aus über eine gewisse Länge mathematisch linear und wird durch Einstellung der Rückkopplung die Rückkopplungsgerade so gelegt, daß sie sich mit dem geraden Stück der $\mathfrak{J}_L$-Linie deckt, so ist jeder Punkt dieses geraden Stückes als mögliche Stromamplitude anzusehen. Einer unendlich kleinen Drehung der $\mathfrak{J}_L$-Linie, entsprechend einer unendlich kleinen Widerstandsvergrößerung, entspricht dann eine endliche Stromänderung. Die Empfindlichkeit ist theoretisch unendlich groß (vgl. die Empfindlichkeit des Schwingaudions [28]). Das Gesagte gilt für jede Röhre und jede Kreisdämpfung.

Im praktischen Falle läßt sich der lineare Verlauf der $\mathfrak{J}_L$-Linien nur in mehr oder weniger großer Annäherung er-

[27]) Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 72.

[28]) Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl. S. 163.

reichen. Je größer sie ist, um so größer wird die Empfindlichkeit, d. h. um so kleinere Drehungen der $\mathfrak{J}_L$-Kurven und damit um so kleinere Widerstandsänderungen sind durch Stromänderungen zu beobachten. Fig. 17 gibt zur weiteren Erläuterung dieser Verhältnisse das $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Diagramm wieder. Die $\mathfrak{J}_L$-Kurven sind darin absichtlich mit übertriebener Krümmung dargestellt. Bei einer Änderung des Widerstandes, z. B. vom Werte R_3 auf den Wert R_4, geht

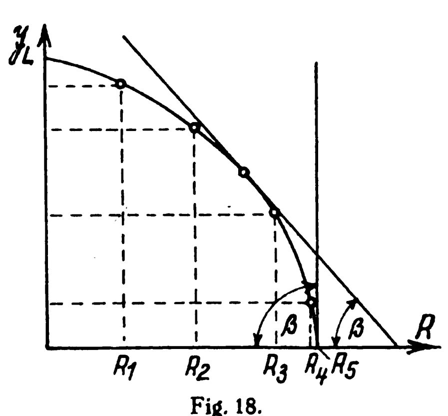


Fig. 18.

die $\mathfrak{J}_L$-Kurve 3 in die Lage 4 über. Die Änderung des Stromes ist durch die Verschiebung des Schnittpunktes mit der feststehenden Rückkopplungsgeraden gegeben. In Fig. 18 ist die Änderung des Stromes mit der Widerstandsänderung dargestellt. Man erkennt, daß die Stromänderung um so größer ist, je mehr man sich derjenigen $\mathfrak{J}_L$-Kurve nähert, deren Tangente die Rückkopplungsgerade ist.

Die Empfindlichkeit läßt sich formulieren durch den Ausdruck:

$$w = \left(\frac{\triangle \mathfrak{J}_L}{\triangle R}\right)_{\triangle R = 0} = \frac{d\,\mathfrak{J}_L}{d R} = \operatorname{tg} \beta \qquad (31)$$

Der tg des Winkels, welchen die Tangente an die $\mathfrak{J}_L \div R$-Kurve mit der Abszisse bildet, ist ein Maß für die Empfindlichkeit. Diese ist im Zustande des Anschwingens ein Maximum, da $\beta = 90^0$ und tg β daher sehr große Werte erreicht.

Als Vergleich und um die Überlegenheit der neuen Methode gegenüber dem gewöhnlichen Vergleichsverfahren darzulegen, soll die Empfindlichkeit dieses letzteren an Hand des $\mathfrak{J} \div R$-Diagrammes untersucht werden. Bei abgestimmtem Sekundärkreis bestimmt sich in ihm die Stromstärke durch die Gleichung:

$$\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{E}}{R}$$

wobei $\mathfrak{E}$ die vom Sender im Meßkreise induzierte EMK bedeutet. Das $\mathfrak{J} \div R$-Diagramm wird demnach durch eine

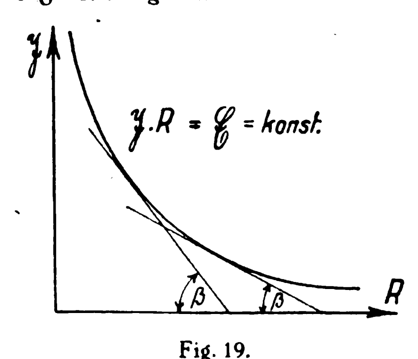


Fig. 19.

gleichseitige Hyperbel mit dem Parameter $\mathfrak{E}$ dargestellt (Fig. 19).

$$w = \frac{d\,\mathfrak{J}}{d R} = \operatorname{tg}\beta = \frac{\mathfrak{E}}{R^2}$$

Die Empfindlichkeit nimmt proportional dem Quadrate des Dämpfungswiderstandes ab.

Zusammenfassend läßt sich die Frage nach der für die Messungen am besten geeigneten Elektronenröhre wie folgt beantworten: Die empfindlichste Meßeinrichtung liefert diejenige Röhre, welche bei größter Steilheit und kleinstem Durchgriff die Anodenstrom-Kennlinie mit der kleinsten Krümmung besitzt. Dabei wird ein vorzügliches Vakuum

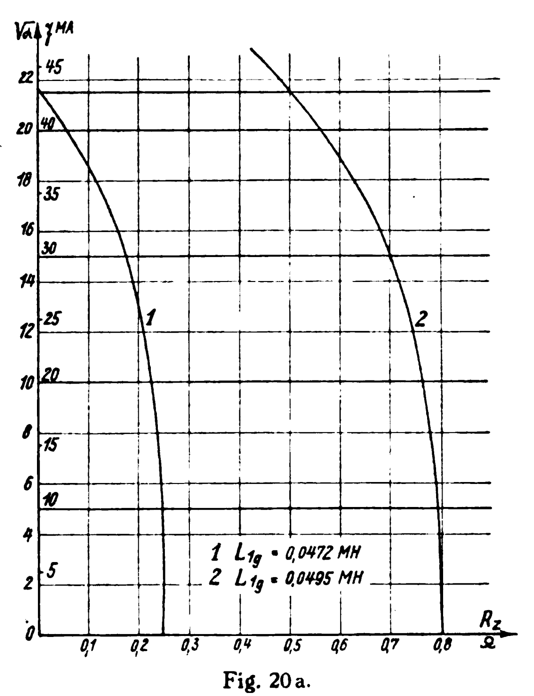


Fig. 20a.

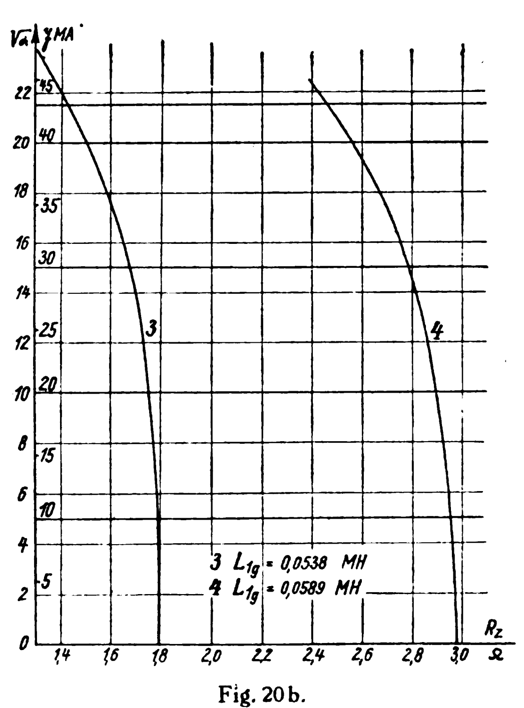


Fig. 20b.

vorausgesetzt, das für die Ausführung genauer Messungen unerläßlich ist. Gasreste, die während des Betriebes aus den Elektroden der Röhre austreten, verursachen ein unregelmäßiges Schwanken des Anoden- und damit auch des Schwingungskreisstromes und verhindern, daß die Empfindlichkeit des indifferenten Schwingungsgleichgewichtes vollkommen ausgenutzt werden kann. Unter der großen Anzahl der durchprobierten Röhren waren nur sehr wenige, deren

Vakuum als genügend bezeichnet werden konnte. Die definitiven Verlustwinkelmessungen wurden mit einer Telefunken-Verstärkerröhre Type RE 11 durchgeführt, welche vollkommen konstant arbeitete.

Um die Empfindlichkeit der Meßmethode und ihre Abhängigkeit von der Größe des Dämpfungswiderstandes zu prüfen, wurden die $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Kurven experimentell aufgenommen. Eine direkte Aufnahme dieses Diagrammes scheitert wie die Aufnahme der Schwingkennlinie an der Schwierigkeit der Messung der Gitterwechselspannung. Dagegen läßt sich das $\mathfrak{J}_L \div R$-Diagramm durch Messung erhalten, aus welchem dann das $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Diagramm konstruiert werden kann, wenn die Eichung der Rückkopplung vorgenommen worden ist. Die Aufnahme geschah in der Weise, daß für konstante Einstellungen der Rückkopplung der Widerstand des Meßkreises durch Einschalten von Zusatzwiderständen R_z sukzessive vergrößert wurde, bis die Schwingungen erloschen. Bei diesen Messungen wurde der Meßkreis durch eine AEG-Doppelgitterröhre erregt, deren zweites Gitter als Anodenschutznetz verwendet war. Die Konstanten der Röhre und des Kreises waren die folgenden:

Röhre:

Heizspannung . . .	$e_h =$	4,0 Volt
Heizstrom	$i_h =$	0,50 Amp.
Emissionsstrom . .	$i_e =$	2,85 MA
Anodenspannung . .	$E_a =$	150,0 Volt
Schutznetzspannung .	$E_{g2} =$	40,0 „
Gittervorspannung .	$E_{g1} =$	—4,0 „

Meßkreis:

Wellenlänge $\lambda = 3000$ m.

Schwingungskreisspulen-Anzapfung A bis 7	L	$= 1{,}994$ MH
Rückkopplungs-Anzapfung 2 bis 4 . .	L_g	$= 3{,}92$ MH
Schwingungskreis-Kondensator 86,1° .	C	$= 1{,}224 \times 10^{-3}\,\mu$F.
Dekrement	d	$= 0{,}0165$
Strom, gemessen mit Seibt-Detektor II	K_D	$= 1{,}97 \times 10^{-3}$
Shunt $R_{Sh} = 0{,}985\ \Omega$	K_{Sh}	$= 2{,}00 \times 10^{-3}$

Um die $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Kurven über ein längeres Stück zu erhalten, wurde bei diesen Messungen ein Detektor mit geringer Empfindlichkeit verwendet. Kurventafel Fig. 20 gibt die Resultate der Messungen wieder. Als Abszissen sind die Zusatzwiderstände, als Ordinaten die Wurzeln der Galvanometerausschläge und die Stromstärken im Meßkreise aufgetragen. Parameter ist die Rückkopplungsinduktivität L_{1g}. Legt man in diesem Diagramme zur Abszisse parallele Geraden und trägt für konstante $\mathfrak{J}_L$ den durch die Schnittpunkte erhaltenen Widerstand R_z in Abhängigkeit von der Rückkopplungsinduktivität L_{1g} auf, so erhält man das Diagramm

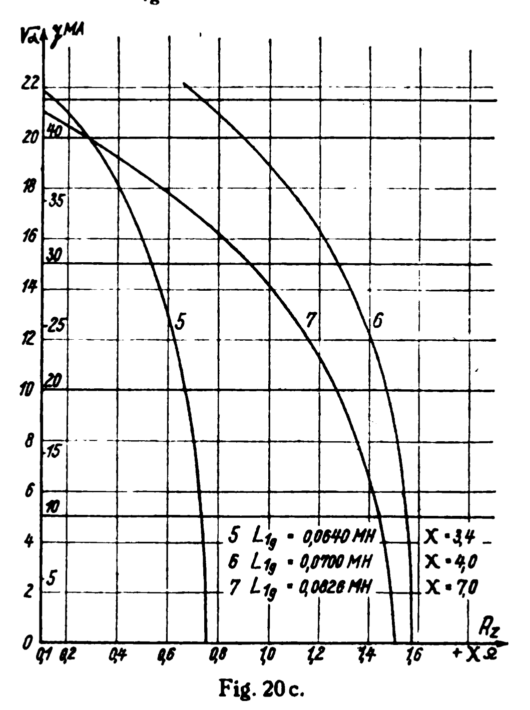


Fig. 20c.

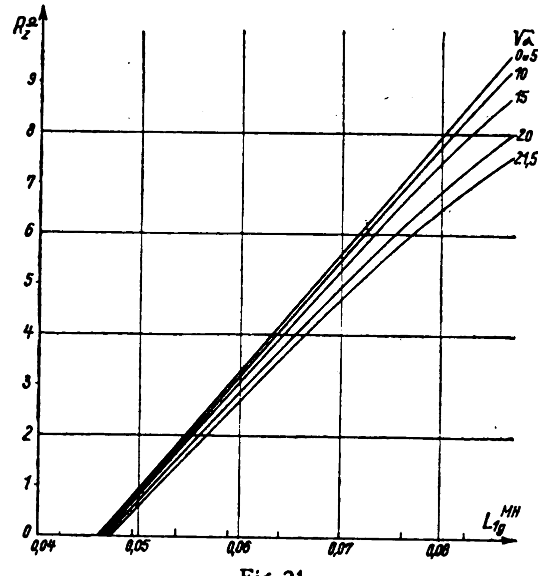


Fig. 21.

Fig. 21. Die Werte der Rückkopplungsinduktivität werden dabei der früher aufgenommenen Eichkurve der Rückkopp-

Tabelle XI.

Berechnung der Gitterspannung.

R_z^Ω	$\mathfrak{J}_L = 0$ MA L_{1g}^{MH}	$\mathfrak{E}_g^{Volt}$	$\mathfrak{J}_L = 20$ MA L_{1g}^{MH}	$\mathfrak{E}_g^{Volt}$	$\mathfrak{J}_L = 30$ MA L_{1g}^{MH}	$\mathfrak{E}_g^{Volt}$	$\mathfrak{J}_L = 40$ MA L_{1g}^{MH}	$\mathfrak{E}_g^{Volt}$	$\mathfrak{J}_L = 43$ MA L_{1g}^{MH}	$\mathfrak{E}_g^{Volt}$
	$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-2}$	
0,0	4,60	0,0	4,62	0,58	4,64	0,874	4,68	1,176	4,72	1,276
2,0	5,47	0,0	5,49	0,69	5,54	1,044	5,61	1,410	5,65	1,526
4,0	6,32	0,0	6,36	0,80	6,43	1,212	6,56	1,648	6,62	1,788
6,0	7,19	0,0	7,24	0,91	7,34	1,384	7,57	1,904	7,70	2,080
8,0	8,04	0,0	8,12	1,02	8,28	1,562	8,65	2,176	9,00	2,432

lung (siehe vorhergehendes Kapitel: Messung der gegenseitigen Induktivitäten Fig. 15) entnommen. Aus dem $R_z \div L_{1g}$-Diagramm bestimmt man nun für die den Kurven entsprechenden Ströme bei konstantem Widerstand die zugehörigen L_{1g}-Werte, aus welchen die Gitterspannung berechnet wird.

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{J}_L \cdot \omega \cdot L_{1g} = 6{,}28 \cdot 10^5 \cdot \mathfrak{J}_L \cdot L_{1g}$$

In der Tabelle XI auf Seite 173 ist diese Berechnung durchgeführt.

Trägt man die Stromwerte in Abhängigkeit der so berechneten Gitterspannung für die betreffenden Widerstände auf, erhält man das gesuchte $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Diagramm (Fig. 22). Das Diagramm läßt erkennen, daß die Krümmung der $\mathfrak{J}_L$-Kurven mit wachsendem Widerstande zunimmt. Die Leistung, welche

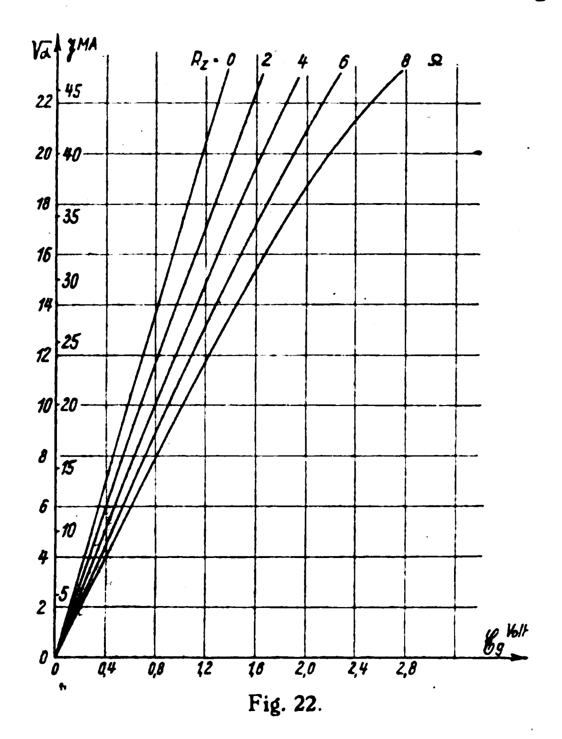


Fig. 22.

im Schwingungskreise verbraucht wird und durch den Anodenstrom zugeführt werden muß, berechnet sich, wenn R_t den totalen Dämpfungswiderstand des Meßkreises bedeutet:

$$P = \mathfrak{J}_L^2 R_t = \mathfrak{J}_a^2 \cdot \mathfrak{R}_a = \mathfrak{J}_a^2 \frac{L}{R_t \cdot C}$$

$$\mathfrak{J}_a^2 = \mathfrak{J}_L^2 \cdot R_t^2 \cdot \frac{C}{L}$$

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L \cdot R_t \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Für konstanten Strom im Meßkreise wächst der Anodenwechselstrom proportional mit dem Dämpfungswiderstand. Der Arbeitspunkt durchläuft deshalb immer größere Strecken der Arbeitskurve der Röhre und die Krümmung der Röhrenkennlinie bedingt dann eine stärkere Biegung der $\mathfrak{J}_L$-Kurve und damit eine Abnahme der Empfindlichkeit. Wird aber wie bei der Durchführung der Verlustwinkelmessungen als Stromindikator ein sehr empfindliches Meßinstrument verwendet, so wird man stets mit sehr kleinen Leistungen im Schwingungskreis auskommen, so daß sich die Krümmung der $\mathfrak{J}_L$-Kurve noch nicht bemerkbar macht. In der Tat zeigt Fig. 22, daß alle $\mathfrak{J}_L \div \mathfrak{E}_g$-Kurven in einem Bereiche bis etwa 5 MA, wie er bei den Verlustmessungen verwendet wurde, einen fast vollkommen linearen Verlauf aufweisen. Die Empfindlichkeit ist deshalb praktisch sehr wenig von der Größe des Dämpfungswiderstandes abhängig. Man erkennt diese Tatsache auch aus dem Diagramm Fig. 20 an dem senkrechten Einmünden aller $\mathfrak{J}_L \div R$-Kurven in die Abszissenachse, wie es nach früherem für große Empfindlichkeit verlangt wird.

Schließlich wurde die Empfindlichkeit der Methode und ihre Abhängigkeit vom Dämpfungswiderstande auf direktem Wege geprüft. In den Meßkreis wurden nacheinander verschiedene Widerstände R_z eingesetzt, wobei jedesmal untersucht wurde, welchen kleinsten Widerstand ΔR man zuschalten konnte, so daß eine deutliche Änderung des Galvanometerausschlages zu beobachten war. Zu diesem Zwecke war die Kopplung des Wellenmesserkreises so eingestellt worden, daß er bei einem Widerstande von 50 Ohm einen Widerstand von 0,04 Ohm im Meßkreise erzeugte. Durch Verkleinern des Wellenmesserwiderstandes um den Betrag ΔR_w wurde dann die kleinste Widerstandsänderung ΔR bestimmt. Wird der Widerstand R_z als Verlustwiderstand des Kondensators aufgefaßt, so berechnet sich der Verlustwinkel:

$$\operatorname{tg} \delta = (R_z \pm \Delta R) \cdot \omega \cdot C \approx \operatorname{tg} (\delta + \Delta \delta)$$

In der folgenden Tabelle sind die Resultate dieser Messung wiedergegeben.

Tabelle XII.

λ konst. = 3000 m $\qquad C = 1{,}234 \times 10^{-3}\ \mu F$

R_z^Ω	ΔR_w^Ω	ΔR^Ω	δ''	$\Delta\delta''$	Meßgenauigkeit %
0,040	1	0,00078	6,43	0,12	1,9
0,137	1	0,00078	21,9	0,13	0,6
0,400	1	0,00078	64,2	0,13	0,2
1,00	2	0,0015	160	0,24	0,15
2,29	2	0,0015	366	0,26	0,07
7,21	4	0,0030	1151	0,46	0,04
20,34	40	0,016	3245	2,6	0,08

Der Versuch zeigt, daß der kleinste Verlustwinkel, der überhaupt unter den gegebenen Verhältnissen gemessen werden konnte, etwa $^1/_{10}$ sec. betrug und daß die Meßgenauigkeit praktisch von der Größe des Verlustwiderstandes unabhängig ist. Der Verlustwinkel eines guten Kondensators beträgt etwa 2 min. und kann nach der neuen Methode mit einer Genauigkeit von zirka 0,2 % gemessen werden.

G. Praktische Anwendung der Methode.

Zum Schluß sollen als Anwendungsbeispiele noch einige ausgeführte Verlustwinkelmessungen mitgeteilt werden.

Tabelle XIII.

Eichung der Widerstandseinsätze.

Einsatz	Ohm	Einsatz	Ohm
Nr. 1	0,0407	Nr. 10	0,9628
„ 2	0,0684	„ 11	1,293
„ 3	0,0971	„ 12	2,258
„ 5	0,2343	„ 13	4,047
„ 6	0,3632	„ 14	7,226
„ 7	0,4466	„ 15	12,76
„ 8	0,4647	„ 16	20,34
„ 9	0,6919		

R'_w ist der durch den Wellenmesser im Meßkreise induzierte Restwiderstand.

Tabelle XIV a.

Messung des Verlustwinkels eines Minosplatten-Kondensators von E. Schott u. Gen.

Kondensator Nr. 210. 1000 cm.

Spule	$C_\varrho^{\mu F} \times 10^{-3}$	λ^m	Einsätze a Nr.	Einsätze b Nr.	$R'_w{}^{\Omega}$	ϱ^{Ω}	δ''
A — 5	1,155	2460	9	5	0,005	0,933	170,3
A — 6	1,155	2770	10	2	0,020	1,052	170,8
A — 7	1,155	2910	10	3	0,058	1,118	172,6
A — 9	1.155	3230	10	5	0,038	1,236	172,0
A — 10	1,155	3400	11	—	0,001	1,295	171,2

Innerhalb des untersuchten Wellenbereiches zeigte sich der Verlustwinkel als konstant. Abweichung vom größten zum kleinsten Werte beträgt 1,3 %. Diese Genauigkeit entspricht nach Tabelle XII noch nicht der erreichten Empfindlichkeit. Da die Fehlerquellen in der Ungenauigkeit der Wellenmessung ($\operatorname{tg} \delta = \omega \cdot \varrho \cdot C_\varrho$) zu suchen sind, wurde die Frequenz aus den bekannten Werten der Induktivität (Tabelle IX) mit Berücksichtigung der Spulen- und Röhrenkapazität berechnet.

Tabelle XIV b.

Spule	$C + C_0^{\mu F} \times 10^{-3}$	L^{MH}	ω berechnet	λ^m	δ''
A — 5	1,225	1,375	$0{,}771 \times 10^6$	2444	171,5
A — 6	1,215	1,762	$0{,}683 \times 10^6$	2762	171,2
A — 7	1,215	1,994	$0{,}643 \times 10^6$	2935	171,5
A — 9	1,205	2,445	$0{,}582 \times 10^6$	3238	171,5
A — 10	1,205	2,688	$0{,}556 \times 10^6$	3392	171,8

Mittelwert des Verlustwinkels $\overline{\delta} = 171{,}5''$

Die Abweichung vom Mittelwert des Verlustwinkels beträgt nun nur noch 0,3 sec. oder 0,17 % in Übereinstimmung mit dem Versuche über die Empfindlichkeit der Methode.

Den nachfolgenden Verlustwinkelmessungen wurde stets die berechnete Frequenz zugrunde gelegt. Da bei der Berechnung die Spulen- und Röhrenkapazität C_0 zu berücksichtigen ist, erhält man nach Gleichung (19) für den Verlustwinkel:

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \cdot \omega \cdot C_\varrho \quad \text{und} \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{L(C_\varrho + C_0)}}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \sqrt{\frac{C_\varrho^2}{L(C_\varrho + C_0)}} = \varrho \sqrt{\frac{C_\varrho}{L\left(1 + \frac{C_0}{C_\varrho}\right)}} = \varrho \sqrt{\frac{C_\varrho}{L'}}$$

wobei:

$$L' = L\left(1 + \frac{C_0}{C_\varrho}\right)$$

$$\delta'' = 206{,}4 \sqrt{\frac{C_\varrho{}^{10^{-3}\mu F}}{L'^{MH}}}$$

Tabelle XV.

Minosglasplatten-Kondensator Nr. 415

1990 cm.

Spule	λ^m	$C_\varrho^{10^{-3}\mu F}$	L'^{MH}	Einsätze		$R'_w{}^{\Omega}$	ϱ^{Ω}	δ
A — 10	4720	2,252	2,745	9	4	0,0342	0,9067	2′ 50,0″
A — 9	4480	2,252	2,499	9	3	0,0845	0,8735	2′ 51,0″
A — 8	4240	2,252	2,260	9	3	0,0398	0,8288	2′ 50,8″
A — 7	4010	2,252	2,042	9	2	0,0253	0,7856	2′ 50,2″
A — 6	3790	2,252	1,805	9	1	0,0098	0,7424	2′ 51,1″
A — 5	3350	2,252	1,412	8	3	0,0950	0,6568	2′ 51,1″
A — 4	2910	2,252	1,075	8	3	0,0112	0,5730	2′ 51,1″
A — 3	2300	2,252	0,656	6	2	0,0185	0,4501	2′ 52,8″

$\overline{\delta} = 2'\ 50{,}8''$

Tabelle XVI.

Minosglasplatten-Kondensator Nr. 210

1000 cm.

Spule	λ^m	$C_\varrho^{10^{-3}\mu F}$	L'^{MH}	Einsätze Nr.		$R'_w{}^{\Omega}$	ϱ^{Ω}	δ
A — 10	3410	1,156	2,797	10	5	0,0977	1,2948	2′ 51,7′
A — 9	3250	1,156	2,543	10	5	0,0307	1,2278	2′ 51,7″
A — 8	3080	1,156	2,308	10	3	0,1062	1,1661	2′ 50,2″
A — 7	2920	1,156	2,086	10	3	0,0488	1,1087	2′ 50,4″
A — 6	2770	1,156	1,845	10	2	0,0171	1,0483	2′ 51,2″
A — 5	2470	1,156	1,451	9	3	0,1360	0,9250	2′ 50,4″
A — 4	2150	1,156	1,101	9	3	0,0137	0,8027	2′ 49,7″

Tabelle XVII.

Minosglasplatten-Kondensator Nr. 208

1000 cm.

Spule	λ^m	$C_\varrho^{10^{-3}\mu F}$	L'^{MH}	Einsätze Nr.		$R'_w{}^{\Omega}$	ϱ^{Ω}	δ
A — 10	3410	1,162	2,797	11	8	0,0393	1,797	3′ 59,2″
A — 9	3260	1,162	2,543	11	6	0,0402	1,696	3′ 56,2″
A — 8	3070	1,162	2,308	11	5	0,0752	1.602	3′ 54,2″
A — 7	2920	1,162	2,086	11	3	0,1179	1,508	3′ 52,3″
A — 6	2780	1,162	1,845	11	3	0,0137	1,404	3′ 49,9″
A — 5	2470	1,162	1,451	10	5	0,0171	1,214	3′ 44,1″
A — 4	2150	1,162	1,101	10	2	0,0114	1,0426	3′ 40,0″
A — 3	1670	1,162	0,6695	9	3	0,0034	0,7934	3′ 35,4″

Der Kondensator zeigt eine schwache Zunahme des Verlustwinkels mit der Wellenlänge.

Tabelle XVIII.

Minosglasplatten-Kondensator Nr. 448

500 cm.

Spule	λ^m	$C_\varrho^{10^{-3}\mu F}$	L'^{MH}	Einsätze Nr.		$R'_w{}^{\Omega}$	ϱ^{Ω}	δ
A — 10	2450	0,5567	2,913	11	9	0,0062	1,991	2′ 59,5″
A — 9	2330	0,5567	2,651	11	8	0,1425	1,900	2′ 59,4″
A — 8	2210	0,5567	2,424	11	8	0,0570	1,815	2′ 59,4″
A — 7	2100	0,5567	2,188	11	6	0,0671	1,723	2′ 59,3″
A — 6	1980	0,5567	1,937	11	5	0,1021	1,629	3′ 0,1″
A — 5	1740	0,5567	1,533	11	3	0,0514	1,441	2′ 59,8″

Tabelle XIX.
Minosglasplatten-Kondensator Nr. 278
200 cm.

Spule	λ^m	$C_\varrho^{10^{-3}\mu F}$	L'^{MH}	Einsätze Nr.		$R'_w{}^\Omega$	ϱ^Ω	δ
A — 10	1595	0,2156	3,274	12	9	0,2295	3,179	2′ 46,0″
A — 7	1380	0,2156	2,492	12	8	0,0137	2,737	2′ 45,9″
A — 5	1165	0,2156	1,794	12	1	0,0000	2,299	2′ 44,8″

Tabelle XX.
Glimmerkondensator Nr. 54 558

Spule	λ^m	$C_\varrho^{10^{-3}\mu F}$	L'^{MH}	Einsätze Nr.		$R'_w{}^\Omega$	ϱ^Ω	δ
A — 10	3390	1,1384	2,798	9	3	0,0518	0,8408	1′ 50,7″
A — 7	2900	1,1384	2,088	8	3	0,1238	0,6856	1′ 44,4″
A — 5	2440	1,1384	1,453	8	2	0,0104	0,5435	1′ 39,2″
A — 4	2140	1,1384	1,102	7	—	0,0049	0,4315	1′ 34,6″
A — 3	1640	1,1384	0,6701	5	3	0,0000	0,3314	1′ 28,9″
A — 2	1010	1,1384	0,2745	3	2	0,0276	0,1831	1′ 16,9″

Verlustwinkelmessungen an Luft-Drehkondensatoren.

Der Verlustwinkel wurde bei konstanter Wellenlänge in Abhängigkeit der Kondensatoreinstellung bestimmt. Damit sich für jede Einstellung die gleiche Wellenlänge ergibt, ist die Messung so durchzuführen, daß zuerst die Verlustkapazität dem Vergleichskondensator parallel geschaltet wird, welch letzterer so eingestellt ist, daß sich im Meßkreise die gewünschte Wellenlänge erregt. Bei der Vergleichsmessung wird dann die Verlustkapazität abgeschaltet und am Vergleichskondensator wieder auf die nämliche Wellenlänge einreguliert.

Tabelle XXI.
Drehkondensator von Seibt.
Spulen-Anzapfung $A - 7$
$L' = 2{,}038$ MH. $C_\varrho = 2{,}411 \times 10^{-3}\ \mu F$
$\lambda = 4160$ m

$C_\delta{}^0$	$C_\delta{}^{\mu F}$	Einsätze Nr.		$R'_w{}^\Omega$	ϱ^Ω	δ
130	$2{,}199 \times 10^{-3}$	3	2	0,0105	0,1760	0′ 43,3″
100	$1{,}600 \times 10^{-3}$	3	—	0,0185	0,1156	0′ 39,1″
80	$1{,}194 \times 10^{-3}$	3	—	0,0045	0,1016	0′ 46,0″
60	$0{,}831 \times 10^{-3}$	2	—	0,0053	0,0737	0′ 48,0″
40	$0{,}493 \times 10^{-3}$	2	—	0,0000	0,0684	1′ 15,1″
20	$0{,}129 \times 10^{-3}$	1	—	0,0174	0,0580	4′ 3,0″
0	$0{,}054 \times 10^{-3}$	2	—	0,0224	0,0908	15′ 10,0″

Tabelle XXII.
Gewöhnlicher Drehkondensator.
Spulen-Anzapfung $A - 7$
$L' = 2{,}082$ MH. $C_\varrho = 1{,}219 \times 10^{-3}\ \mu F$
$\lambda = 2990$ m.

$C_\delta{}^0$	$C_\delta{}^{\mu F}$	Einsätze Nr.		$R'_w{}^\Omega$	ϱ^Ω	δ
100	$0{,}589 \times 10^{-3}$	9	1	0,0088	0,7414	1′ 16,6″
75	$0{,}439 \times 10^{-3}$	8	3	0,1134	0,6752	1′ 33,6″
50	$0{,}302 \times 10^{-3}$	8	3	0,0699	0,6317	2′ 7,3″
25	$0{,}166 \times 10^{-3}$	8	3	0,0626	0,6244	12′ 4,0″
0	$0{,}046 \times 10^{-3}$	8	3	0,0580	0,6198	43′ 12,0″

Bedeutet C_δ die Größe der zu messenden Verlustkapazität, C_1 die ihr parallel geschaltete Anfangskapazität des Vergleichskondensators und C_ϱ die sich bei der Vergleichsmessung ergebende totale Kapazität, so gilt:

$$C_\delta = C_\varrho - C_1$$

Der Verlustwinkel muß natürlich auf die Verlustkapazität C_δ bezogen werden und berechnet sich:

$$\delta'' = 206{,}4 \frac{\varrho \cdot C_\varrho}{C_\delta} \cdot \sqrt{\frac{C_\varrho}{L'}}$$

H. Zusammenfassung.

Es wird ein einfaches und genaues Vergleichsverfahren zur Bestimmung der Hochfrequenzverluste von Kondensatoren beschrieben, das auf der hohen Empfindlichkeit des indifferenten Schwingungsgleichgewichtes rückgekoppelter Röhrensender beruht. Die Bedingung für das indifferente Gleichgewicht und der Ausdruck für die entstehende Frequenz werden analytisch abgeleitet für den Fall, daß sich sowohl im Induktivitäts- wie auch im Kapazitätszweige des Meßkreises Verlustwiderstände befinden. Die praktische Ausführung der Meßanordnung wird beschrieben und ein Verfahren angegeben, das gestattet, mit Hilfe eines Teilkapazitäten-Kondensators den absoluten Verlustwinkel des Vergleichskondensators zu bestimmen.

Die Empfindlichkeit der Röhrenmethode wird an Hand von Kurven, die vom Schwingkennliniendiagramm abgeleitet sind, diskutiert und experimentellen Prüfungen unterworfen.

In Zusammenhang mit der Ausbildung der Methode für die Verlustwinkelbestimmung wurden folgende weiteren Meßmethoden entwickelt: 1. Benutzung des indifferenten Gleichgewichtes zur genauen Wellenlängenmessung. 2. Messung von Induktivitäten und Koeffizienten der gegenseitigen Induktion. 3. Messung kleiner Hochfrequenzströme mit einer einfachen Detektoranordnung.

Ausgeführte Verlustwinkelmessungen an Glasplatten-, Glimmer- und Luftkondensatoren werden mitgeteilt.

Mitteilungen aus der Praxis.

Von **J. Zenneck.**

Der Lautsprecher bei der Eröffnung des Deutschen Museums.

Von J. Zenneck.

Da die Übertragung bei der Eröffnung des Deutschen Museums nicht auf drahtlosem Wege, sondern über Leitungen erfolgte, so gehört ein Bericht darüber, streng genommen, nicht ins Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Aber gemeinsam der drahtlosen Telephonie und derjenigen über Leitungen ist die Lautsprecherfrage; jeder Erfolg betrifft beide im gleichen Maße. Aus diesem Grunde glaubte ich, daß der folgende Bericht auch das Interesse der Leser des Jahrbuchs finden würde.

Die Aufgabe war

1. das Festspiel in der Flugzeughalle, in der es aufgeführt wurde, und
2. Reden und Musik in den Festsälen, in denen das Festessen stattfand, überall hörbar zu machen;
3. das Festspiel, die Reden und die Musik auf den Königsplatz, wo mehrere Lautsprecher aufgestellt waren, zu übertragen.

Die zur Aufnahme und Wiedergabe verwendeten Apparate sind aus der folgenden Zusammenstellung zu ersehen.

	Aufnahme	Wiedergabe
1. Festspiel auf den Königsplatz	Bändchen-Mikrophon	2 Blatthaller 2 Band-Lautsprecher
2. Reden		
a) in der Flugzeughalle	Bändchen-Mikrophon	2 Blatthaller
b) in den Festsälen	Bändchen-Mikrophon	6 Blatthaller
c) auf den Königsplatz	Bändchen-Mikrophon	2 Blatthaller 2 Band-Lautsprecher
3. Musik		
a) in die Festsäle	Kondensator-Mikrophon	7 Blatthaller
b) auf den Königsplatz	2 Kondensator-Mikrophone	2 Blatthaller
	2 Bändchen-Mikrophone	2 Band-Lautsprecher

Dazu bemerke ich, daß „Blatthaller" der kurze und nach einiger Überlegung auch verständliche Name für den Riegger schen Lautsprecher ist.

Über das Bändchen-Mikrophon und den Band-Lautsprecher brauche ich keine näheren Angaben zu machen. Beide Apparate sind genügend bekannt.

Das Kondensator-Mikrophon in der Ausführung von Siemens & Halske [1]) zeigt im schematischen Schnitt Fig. 1. Die beiden Belegungen des Kondensator-Mikrophons sind die mit Schlitzen von 0,3 mm Breite in 1 mm Abstand versehene Platte P und die Aluminiumfolie A. Der Abstand zwischen beiden beträgt etwa 0,1 mm. Die Aluminiumfolie A von ungefähr 0,5 μ Dicke ohne Eigenspannung wird durch zwei dünne gespannte Seidenblätter zu

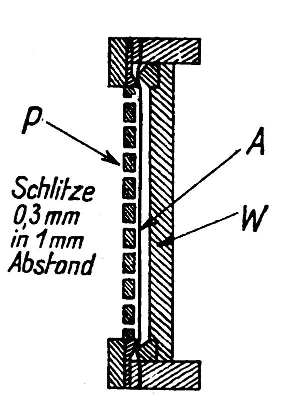


Fig. 1.

beiden Seiten gehalten. Das Gesamtgewicht ist etwa 0,1 g. Die Eigenfrequenz, die im wesentlichen durch das Luftpolster zwischen der Aluminiumfolie A und der starren Wand W in Abstand von 2 mm bestimmt ist, liegt in der Gegend von 7000/sec. Da die Dämpfung sehr stark ist, werden die Bewegungen der Aluminiumfolie im Sprachgebiet den Luftdruckschwankungen proportional. Da ferner die größten Amplituden der Membran 0,1 μ nicht übersteigen, so darf angenommen werden, daß die Kapazitätsänderungen des Kondensator-Mikrophons den Membranbewegungen und damit den Druckschwankungen proportional werden.

Das Kondensator-Mikrophon, das eine Kapazität von zirka 200 cm besitzt, befindet sich in einem Hochfrequenz-Schwingungskreis, auf den ein kleiner Röhrensender von etwa 250 m Wellenlänge induziert (vgl. Fig. 2). Bei Besprechung des Kondensator-Mikrophons (M Fig. 2) ändert sich die Eigenfrequenz des Kreises, in dem es eingeschaltet ist, und damit die Amplitude der erzwungenen Schwingungen. Stellt man die Eigenfrequenz des Kreises in üblicher Weise so ein, daß man sich bei unbesprochenem Kondensator-Mikrophon ungefähr auf halber Höhe der Resonanzkurve und damit auf dem nahezu geradlinigen Teil derselben befindet, so werden die Änderungen der Schwingungsamplitude den Kapazitätsänderungen des Kondensator-Mikrophons annähernd proportional. Für die Dämpfungsreduktion des Mikrophonkreises und für die Gleichrichtung seiner Hochfrequenz-Schwingungen sorgt die Doppelgitterröhre II (Fig. 2), für die Verstärkung der entstehenden Niederfrequenz-Schwingungen die Röhre III. Die ganze Anordnung ist in den Fig. 2, 3 und 4 abgebildet unter Weglassung der Heiz- und Anodenbatterien. Unmittelbar vor jedem Lautsprecher war ein Übertrager 2700 : 8 Windungen zur Anpassung der inneren Widerstände.

Der Lautsprecher nach Riegger, der in den Fig. 5 und 6 dargestellt ist, besitzt als schwingende Mem-

[1]) Ich verdanke die folgenden technischen Angaben der Freundlichkeit der Firma Siemens & Halske, die die Apparate hergestellt und installiert hatte.

bran eine Pertinax-Platte von 0,5 mm Dicke. Darauf befindet sich (Fig. 5) ein mäanderförmiges hochkant gestelltes Kupferband von 0,5 Ohm Widerstand, das mit dem Sprechstrom beschickt wird. Das Kupferband C (Fig. 6) läuft zwischen den Polen NS (Fig. 6) von Elektromagneten mit einem Polenabstand von etwa 1,6 mm, einer Feldstärke von 7000—8000 Gauß und einem Leistungsverbrauch von 50—100 Watt hindurch. Sobald Strom in das Kupferband fließt, erfährt dasselbe und damit auch die Membran eine Kraft senkrecht zur Fläche der Membran, die eine Schwingung der Membran als ganzes zur Folge hat. Da die Kräfte auf sämtliche Teile der Membran dasselbe Vorzeichen haben, so ist die Erregung von Oberschwingungen der Membran auf ein Minimum reduziert. Da nämlich bei diesen Oberschwingungen die Membran sich in mehrere Felder teilt und die Schwingungsrichtung aufeinander folgender Felder stets entgegengesetzt ist, so sind die auf die Membran tatsächlich wirkenden Kräfte für die Erregung dieser Oberschwingungen nach einem bekannten Prinzip der Schwingungslehre so ungünstig wie nur möglich. Die Membran ist nicht eingespannt, sondern ruht zwischen zwei Sammtpolstern S (Fig. 6) und zwar in einem starren Holzrahmen R (Fig. 6) von 80 × 80 cm, der verhindern soll, daß bei langen akustischen Wellen die entgegengesetzten Druckänderungen auf beiden Seiten der Membran sich in ihrer Wirkung in großer Entfernung aufheben.

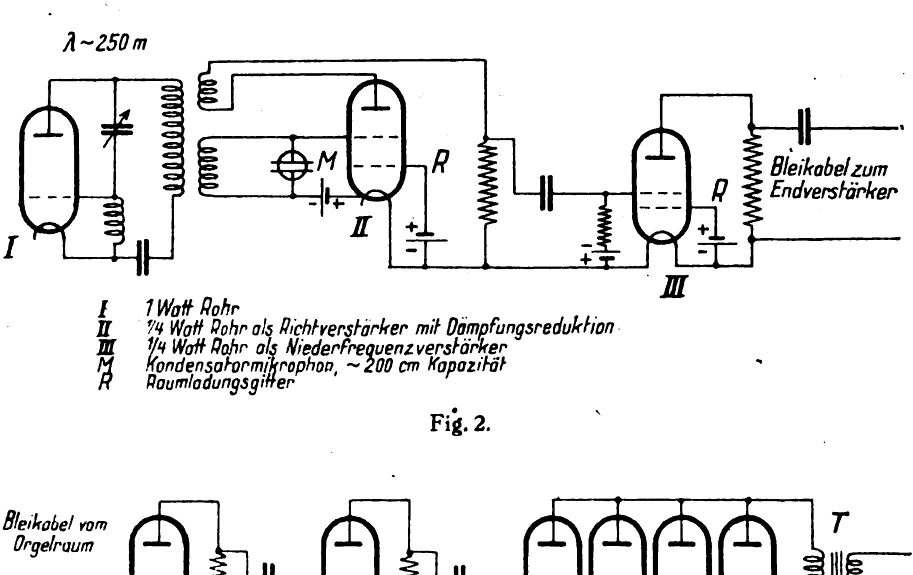


Fig. 2.

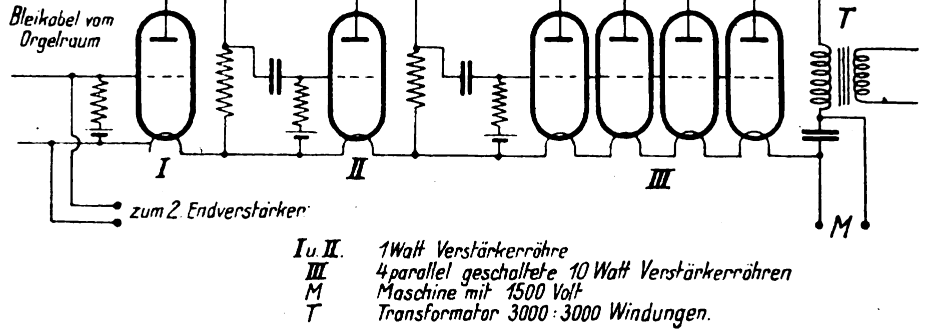


Fig. 3.

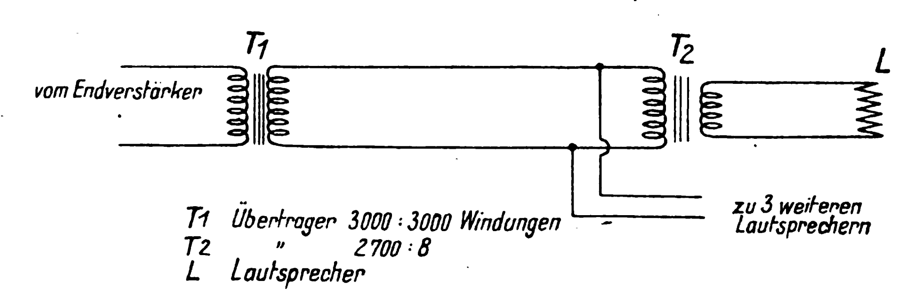
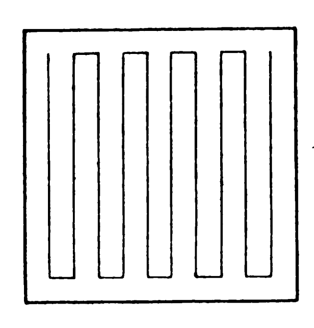


Fig. 4.

Was die Resultate betrifft, so kann ich aus eigener Wahrnehmung über die Wiedergabe in der Flugzeughalle und auf dem Königsplatz nichts sagen. Es ist mir aber von Bekannten, denen ich ein Urteil zutrauen darf, versichert worden, daß die Wiedergabe der Reden und besonders auch der Musik und ihrer Klangfarbe ausgezeichnet war, daß sie auf dem Königsplatz außerdem laut genug war, um nicht nur auf diesem Platz, sondern auch auf den angrenzenden Straßen jedes Wort verständlich zu machen. Die Festsäle bestanden aus 2 Räumen von je 70 m Länge (Fig. 7), die rechtwinklig zusammenstießen und somit ganz besonders ungünstige Verhältnisse boten. Es würde ganz ausgeschlossen gewesen sein, daß irgend ein Redner ohne Verwendung von Lautsprechern sich hätte überall verständlich machen können. B e i V e r w e n d u n g d e r L a u t s p r e c h e r w a r, wie ich ausdrücklich kontrollierte, a n j e d e r S t e l l e d e r b e i d e n R ä u m e j e d e S i l b e v o l l k o m m e n k l a r o h n e i r g e n d w e l c h e

merkbare Verzerrung zu hören. Das war auch dann der Fall, wenn man sich so aufstellte, daß man von zwei Lautsprechern oder einem Lautsprecher und dem Redner selbst die Schallwellen bekam; jedenfalls habe ich keine Interferenzerscheinungen feststellen können.



Pertinaxplatte 200 × 200 mm
mit Kupferband.

Fig. 5.

Mir scheint, daß dieses Ergebnis ein über die Münchener Festlichkeit hinausgehendes Interesse beanspruchen darf. Einmal hat es gezeigt, daß wir in dem Riegger-schen Lautsprecher (Blatthaller) einen Lautsprecher besitzen, der alle Anforderungen, die man bezüglich verzer-

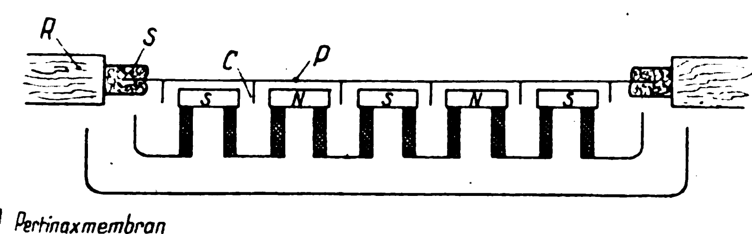
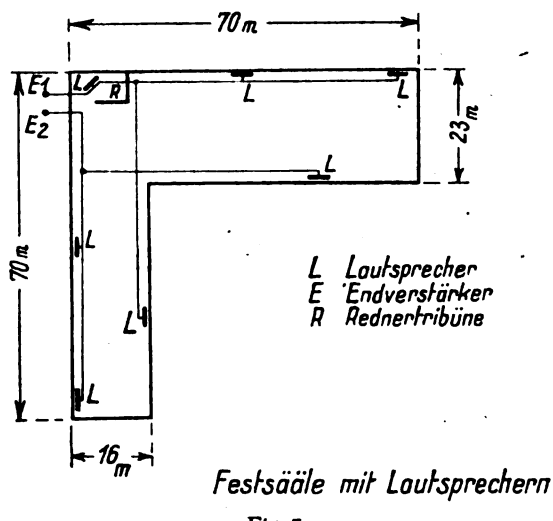


Fig. 6.

rungsfreier Wiedergabe vernünftigerweise stellen kann, erfüllt. Bis vor kurzem war im In- und Ausland die immer wiederkehrende Klage, daß der wunde Punkt bei allen drahtlosen Übertragungen der Lautsprecher sei. Diese Schwierigkeit darf als überwunden gelten. Dann mußte jeder zu dem Schluß kommen, daß es bei Verwendung von Lautsprechern mit so vorzüglicher Wiedergabe für Vorträge und Reden keine räumliche Begrenzung mehr gibt, daß in einem beliebig großen Raum und selbst auf beliebig großen Plätzen jeder Redner durchdringen kann, während bisher schon bei mäßig großen Räumen wenigstens 50 % der Redner kaum über die Hälfte des Saales zu verstehen waren.



Festsääle mit Lautsprechern

Fig. 7.

Endlich kam noch eines zum Ausdruck. In dem Bestreben, sich in einem großen Saal verständlich zu machen, suchen bekanntlich Anfänger meist eine möglichst große akustische Leistung zu entwickeln mit dem Erfolg, daß sie schon in nächster Nähe nicht mehr zu verstehen sind; geübte Redner sprechen langsam mit möglichst deutlicher Aussprache jeder Silbe. Unnatürlich sprechen beide. Bei den Reden in den Festsälen wußte dagegen jeder Redner, daß er durch Vermittlung der Lautsprecher auf alle Fälle überall zu hören sein werde; infolge davon sprach jeder so natürlich, wie er etwa in einem kleinen Saal gesprochen haben würde, und es fiel infolge davon alles Gezwungene weg. — —

Aus diesen Erfahrungen ergeben sich weitere Aussichten.

Es ist künftig nicht einmal mehr notwendig, daß der Redner sich in dem Saale oder in irgend einem der Säle, in denen man seine Reden hören soll, befindet. Und wenn dann ein Dauerredner seine Zuhörer über Gebühr in Anspruch nimmt, so braucht man nur die Anodenbatterie der Verstärker abzuschalten; es werden dann die Zuhörer nicht in ihrer Unterhaltung und der Redner nicht im Genuß seiner Rede gestört.

Referate.

E. Z. Stowell. Die Impedanz von Telephonempfängern. (Note on telephone receiver impedance.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 245—249, 1925.

Die untersuchte Anordnung ist folgende (vgl. Figur): Ein 250-Watt-Röhrengenerator induziert auf einen Kondensatorkreis $LRCT$, der ein Thermoelement T mit parallel liegendem Galvanometer enthält. Der Kreis wird zuerst ohne das Telephon H auf den Generator abgestimmt und sein Wirkwiderstand nach bekannten Methoden gemessen. Dann wird das Telephon H parallel zum Kondensator C gelegt. Es zeigt sich dann, daß nicht nur der Wirkwiderstand des Kreises, sondern auch seine Eigenfrequenz sich geändert hat. Aus der Änderung des Wirkwiderstandes und der Änderung der Kapazität C, die nötig ist, um den Kreis wieder in Resonanz mit dem Generator zu bringen, läßt sich der Wirkwiderstand des Telephons und seine Reaktanz berechnen.

Die Messungen wurden zwischen den Frequenzen 6000 und 1 000 000/sec. gemacht und auf 50 Telephonpaare von 14 verschiedenen Typen, wie sie für den drahtlosen Empfang verwendet werden, ausgedehnt. Das Resultat war folgendes:

1. Die Frequenz, bei der die Induktanz des Telephons gleich seiner Kondensanz, d. h. bei der seine Reaktanz gleich null ist, liegt bei den verschiedenen Telephonen zwischen 9000 und 15 000/sec.

2. Der Wirkwiderstand der Telephone ist bei dieser Frequenz ein Maximum, und zwar von der Größenordnung 100 000 bis 200 000 Ohm.

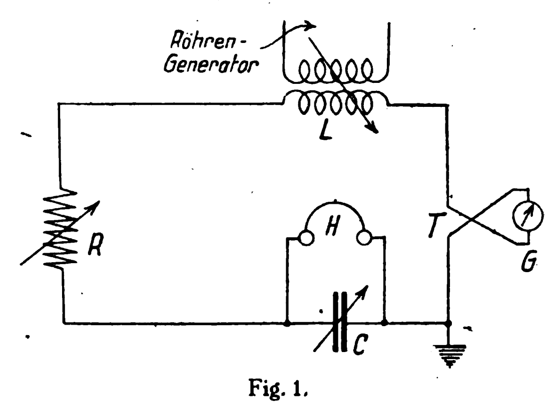


Fig. 1.

3. Bei Frequenz über 50 000/sec. wirken die Telephone merklich wie eine Kapazität von der Größenordnung 10^{-4} Mf.

4. Ihr Wirkwiderstand bei Frequenz über 50 000/sec. ist ungefähr umgekehrt proportional der Frequenz. Er läßt sich darstellen durch eine Beziehung der Form $R = \frac{\psi}{\omega C}$, worin ψ einen Phasenfaktor, der zwischen 0,04 und 0,10 liegt, und C die Kapazität des Telephons (vgl. 3) bedeutet.

5. Bei Frequenzen von der Größenordnung 1 000 000/sec. unterscheiden sich die verschiedenen Telephone wenig voneinander, und ihre Impedanz ändert sich wenig, wenn man die Magnete entfernt. Danach scheint die oben angegebene Kapazität von der Größenordnung 10^{-4} Mf. in der Hauptsache durch die Zuleitungen (leads) bedingt zu sein.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Anordnungen zur Regelung von Wechselstromkreisen.

D.R.P. 414 803. Anordnung zur Regelung von Wechselstromkreisen, insbesondere bei Hochfrequenzanlagen. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. Mai 1919 ab. Ausgegeben am 8. Juni 1925.

Die Regelung von Wechselstromkreisen erfolgt in vorliegendem Falle mittels Drosselspulen, deren Induktanz durch eine Hilfsmagnetisierung geregelt wird. Die Erfindung besteht nun darin, daß zum Zweck der Periodenänderung die Regelung der Hilfsmagnetisierung der Abstimmdrosseln gleichzeitig mit und in zwangläufiger Abhängigkeit von der Einstellung der Stromkreise für die Geschwindigkeitsregelung oder automatisch durch Änderung der Geschwindigkeit erfolgt. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 1. Ist der Stromkreis der Maschine abgestimmt, so muß bekanntlich die Gleichung bestehen:

$$L = \frac{1}{\omega^2 C} - L_0$$

wenn ω die Winkelgeschwindigkeit und L_0 die Induktanz des Kreises außer L bedeutet. Mit Zunahme von ω muß also L abnehmen, dieses besagt aber, daß i_2 zunehmen muß. Andererseits muß für eine Zunahme der Tourenzahl des Maschinenaggregates i_1 abnehmen. Um also eine Periodenerhöhung zu erreichen, muß im Stromkreis von F_1 Widerstand eingeschaltet und im Stromkreis von F_2 Widerstand ausgeschaltet werden. Bei der dargestellten Anordnung wird dieses erreicht, wenn man die Kontakte K_1 und K_2, die zwangläufig verbunden sind, nach rechts verschiebt. Umgekehrt verfährt man bei einer Periodenverminderung. Durch richtige Abstufungen der Widerstände W_1 und W_2 kann man die nach der Gleichung erforderliche Gesetzmäßigkeit leicht erreichen. Ändert man die Schaltung der Fig. 1 dahin, daß die Gleichstromwicklung F_2 der Drossel L nicht von einer Batterie B, sondern von einer kleinen, von dem Motor M mit angetriebenen Gleichstrommaschine gespeist wird, so wächst mit Erhöhung der Drehzahl des Motors M bei Betätigung des Widerstandes W_1 zugleich auch die Drehzahl der Gleichstromerregerdynamo, die jetzt eine größere Spannung, also auch einen größeren Strom der Wicklung F_2 zuführt, wodurch die Selbstinduktion der Spule L, wie erforderlich, erniedrigt wird. Der eine Eingriff zur Regelung der Geschwindigkeit hat also stets die gleichzeitige Anpassung der Abstimmung der Kreise zur Folge. In der Fig. 1 wird der Motor M von einem Gleichstromnetz gespeist. Steht jedoch Wechselstrom oder Drehstrom zur Verfügung, so kann man den Motor in bekannter Weise als Wechselstrom- oder Drehstromkollektormotor

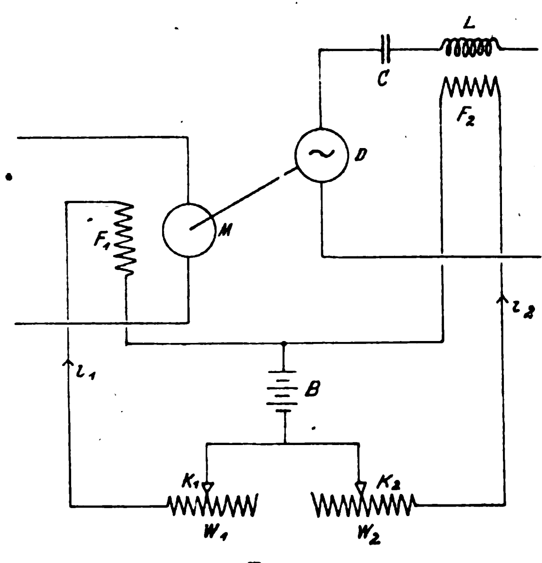


Fig. 1.

ausführen. Dieselbe Figur gilt z. B. für einen fremderregten Einphasen-Wechselstromkollektormotor, nur würde dann B nicht eine Gleichstromquelle bedeuten, sondern eine Wechselstromquelle von der Periodenzahl des den Motor speisenden Netzes und einer gegen das Netz phasenverschobenen (angenähert 90°) Spannung. Die Wicklung F_2 würde dann ebenfalls von einem Wechselstrom von der Periodenzahl des Motornetzes gespeist werden. Die Wirkungsweise wäre die gleiche wie beim Antrieb mittels Gleichstrommotor. Zweckmäßig ist es, den Wechsel- oder Drehstromkollektormotor selbst in bekannter Weise durch

eine gleichstrommagnetisierte Drosselspule zu regeln, wie dies z. B. im Aufsatz von Osnos in E. T. Z. 1918, S. 225, beschrieben ist.

D.R.P. 414 804. Einrichtung zur Steuerung von Wechselstromkreisen mit Hochfrequenzmaschinen. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 4. August 1920 ab. Ausgegeben am 8. Juni 1925.

Bei dieser Erfindung wird das an sich bekannte Mittel, die Induktanz eines Wechselstromkreises durch die Hilfsmagnetisierung von Eisendrosseln zu beeinflussen, verwendet. Dieses Mittel hat sich in der drahtlosen Telegraphie zwar als sehr brauchbar erwiesen, wurde aber bis jetzt noch nicht in der günstigsten Weise ausgenutzt. Diese unzweckmäßige Ausnutzung der Steuerinduktanz steht damit im Zusammenhang, daß man es bis jetzt für nötig hielt, mit Rücksicht auf die Stabilität die Stromkreise der Anlage für eine etwas größere Frequenz als die ihnen aufgezwungene abzustimmen, also mit etwas nach der kapazitiven Seite verstimmten Kreisen zu arbeiten. Arbeitet man nämlich mit scharfer Resonanz der Kreise, d. h. sind die Kreise auf die von der Maschine gelieferte Frequenz bzw. auf die entsprechende Vielfache derselben scharf abgestimmt (also entsprechend den Gipfelpunkten *a* der Resonanzkurven der Kreise, Fig. 2), so arbeitet die Anlage unstabil, d. h. aus

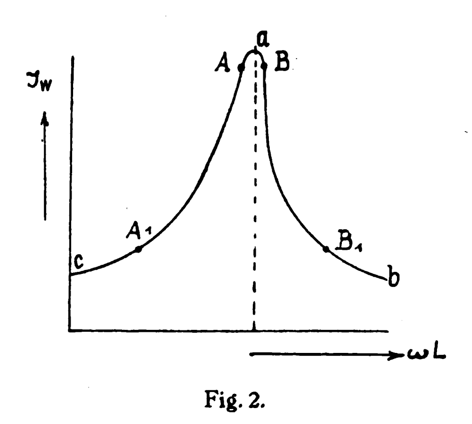


Fig. 2.

geringfügigen Ursachen, z. B. bei geringer Änderung der Tourenzahl der Antriebsmaschine, oder bei geringer Belastungsschwankung tritt leicht eine starke Änderung der Strombelastung der Maschine und starke Schwankung der Geschwindigkeit und damit auch der ausgesandten Wellenlänge ein. Noch weniger stabil wird sie, wenn man auf den absteigenden Ästen der Resonanzkurven arbeitet, d. h. wenn die Kreise für eine etwas kleinere als die ihnen aufgezwungene Frequenz abgestimmt sind. Man hielt daher bis jetzt eine derartige Abstimmung für unzulässig und stimmte die Kreise — auch den Kreis, wo sich die Steuerinduktanz befindet — auf eine größere Frequenz ab, d. h. für den aufsteigenden Ast *c, a* der Resonanzkurve. Die Erfindung stellt sich nun die Aufgabe, die bisher für unlösbar galt, das Steuern auf der abfallenden Seite der Resonanzkurve durchzuführen. Es gelingt dies, wenn gleichzeitig Stabilisierungsmittel für die Anlage benutzt werden. Die Erfindung gibt hierfür mehrere Lösungen. Eine Lösung sei hier erwähnt, und zwar die gemäß Fig. 3, bei der mehrere entsprechend abgestimmte Kreise hintereinandergeschaltet werden. Es bedeutet 1 die Hochfrequenzmaschine, 2, 3 und 4 sind ruhende Frequenzwandler, 5 ist die Antenne und 6 die hilfsmagnetisierte, veränderliche Induktanz. Die Stabilisierung der Anlage geschieht dann wie folgt: Man kann bei dem die Steuerdrossel enthaltenden Kreis, d. h. dem zweiten Kreis, auf der abfallenden Seite der Resonanzkurve arbeiten, wenn mindestens ein Kreis oder sämtliche anderen Kreise der Anordnung auf dem aufsteigenden Ast der Resonanzkurve liegen. Diese Kreise halten dann die Stabilität der ganzen Anlage aufrecht, denn die Abweichung der Abstimmung des die Steuerdrossel enthaltenden Kreises von der Maschinenfrequenz wird durch die nach anderer Seite gehende Abweichung der anderen Kreise insofern kompen-

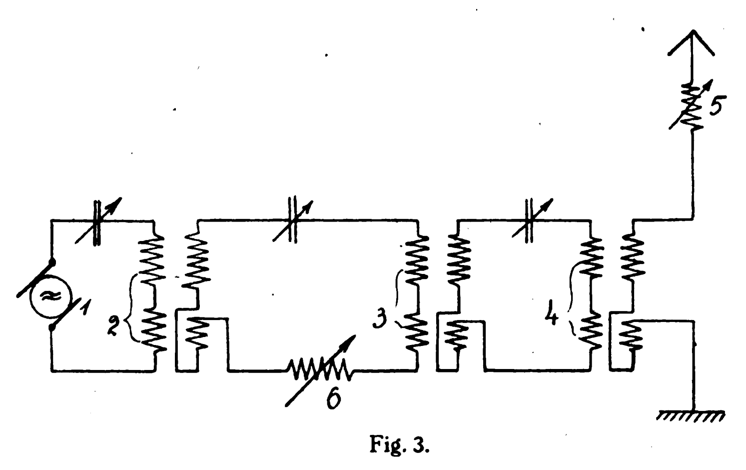


Fig. 3.

siert, als bei etwaiger Tourenvergrößerung der Maschine ihre Leistung und damit auch ihr Drehmoment derart gesteuert werden, daß dadurch die Vergrößerung der Drehzahl aufgehoben wird. Es ist hierbei vorteilhaft, die Steuerdrossel in der Antenne anzuordnen, da die Antenne von allen vorhandenen Kreisen die schärfste Resonanz besitzt und daher die Steuerung sehr wirksam wird.

Tonfrequenzschaltung für Frequenzvervielfachungstransformatoren.

D.R.P. 417 494. Tast- oder Tonfrequenzschaltung für Frequenzvervielfachungstransformatoren. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert im Deutschen Reiche vom 19. März 1922 ab. Ausgegeben am 14. August 1925.

Gemäß der Erfindung wird ein Frequenzvervielfachungstransformator, der nicht auf der Basis der Gleichstrommagnetisierung arbeitet, für mindestens dreifache sekundäre Frequenz in zwei Hälften geteilt, die entgegengesetzt mit Gleichstrom so magnetisiert werden, daß durch die Ände-

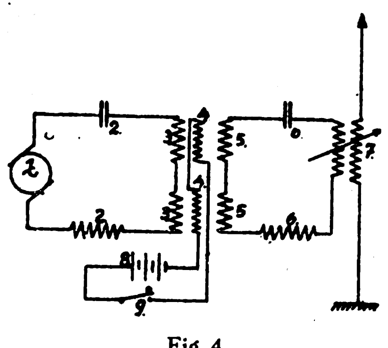


Fig. 4.

rung der Permeabilität des Eisens die Kreise verstimmt werden. Vorteilhaft können an Stelle der Gleichstrommagnetisierung oder auch mit dieser vereinigt Wechselströme von Tonfrequenz oder Sprachströme überlagert werden, um mit den Hochfrequenzschwingungen der Antenne

Ton- oder Sprachfrequenzen aussenden zu können. Ein Schaltungsschema nach der Erfindung zeigt Fig. 4. Mit 1 ist der Hochfrequenzerzeuger bezeichnet, 2 sind die Abstimmittel im Primärkreis, 3 die beiden Primärwicklungen der zwei Hälften des Vervielfachungstransformators, 4 die gegengeschalteten Gleichstromwicklungen, 5 die Sekundärwicklungen, wobei Primär- und Sekundärwicklungen auch ganz oder teilweise eine Wicklung bilden können, 6 sind die Abstimmittel auf die mindestens dreifache sekundäre Frequenz, 7 ist ein Kopplungsvariometer mit der Antenne, 8 eine Gleichstromquelle und 9 eine Taste. An Stelle von 8 und 9 könnte auch eine Tonfrequenz, ein Mikrophon oder dergleichen treten.

Sende- und Empfangseinrichtungen.

D.R.P. 412 762. Drahtlose Fernsprechanlage für gleichzeitigen Sende- und Empfangsbetrieb. Emanuele Boselli in Borgo, San Donnino (Italien). Patentiert im Deutschen Reiche vom 19. Juni 1923 ab. Ausgegeben am 27. April 1925.

Bekanntlich ist, entgegen der gewöhnlichen Drahtfernsprechung, der gleichzeitige Gesprächsaustausch bei drahtloser Fernsprechung deshalb schwer, weil beim gleichzeitigen Betriebe der Sendungs- und Empfangsvorrichtungen die gewöhnlich starken und hochpotentialigen Sendeströme auf die sehr zarten und empfindlichen örtlichen Empfangs-

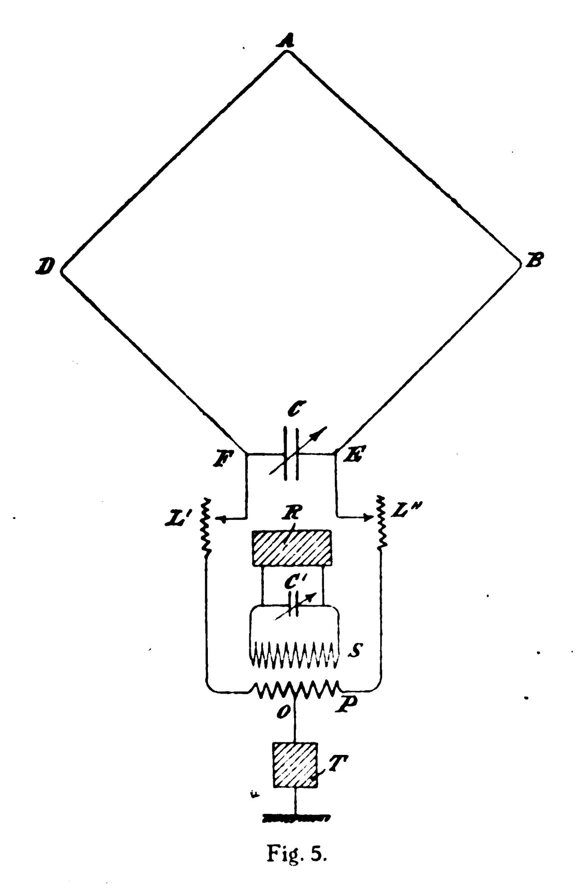


Fig. 5.

vorrichtungen schädlich wirken und den Empfang verhindern, wofern diesen schädlichen Wirkungen nicht durch verwickelte, unsichere und oft unpraktische Sondervorrichtungen entgegengearbeitet wird. Erfindungsgemäß werden die Nachteile dadurch beseitigt, daß ein aus einer oder mehreren parallel geschalteten Windungen bestehendes rahmenartiges Luftleitergebilde elektrisch und geometrisch symmetrisch zu einer Erdschaltung liegt und derart mit Sende- und Empfangskreis gekuppelt ist, daß der Luftleiter beim Empfang als Rahmenantenne, beim Senden als offene Antenne wirkt, die von den Sendströmen so durchflossen wird, daß sie auf den Empfangskreis keine Wirkung ausübt. Ein Schaltungsbeispiel zeigt Fig. 5. Wenn von einer ungefähr in der Ebene des Rahmens gelegenen Station Wellen den Rahmen treffen, so treten in diesem Schwingungen auf, die auf dem Kreise E, L'', L', F und von dort unter Spannungstransformation durch den Transformator P, S auf den Empfänger (Detektor und Verstärker) R übertragen werden. Der Mittelpunkt der Primärwicklung P ist unmittelbar mit dem Sendeapparat verbunden, der im Schaltungsbilde zusammenfassend mit T bezeichnet und seinerseits mit der Erde verbunden ist. An Stelle des gewöhnlichen Luftleiters des Sendeapparates tritt also hier die Gesamtheit der Kreise vom Punkte O zum Punkte A. Fig. 6 zeigt schematisch

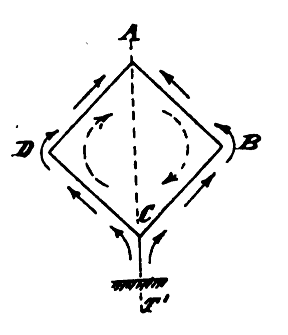


Fig. 6.

den Rahmen als Sende- und Empfangsstromgebilde. Der Sinn der Fig. 6 ist klar: da das Gebilde in elektrischer und geometrischer Hinsicht symmetrisch zu der gestrichelten Senkrechten A, T' ist (wobei T' den Erdanschluß darstellt), kann der Rahmen A, B, C, D der Sitz von zyklisch kreisenden Empfängerströmen sein, gleichzeitig aber auch als offener Luftkreis arbeiten, indem er von den Sendströmen nicht etwa zyklisch, sondern doppelt durchflossen wird, so daß immer Ströme gleicher Werte und Richtungen an den zur Senkrechten A, T' symmetrischen Punktepaaren, d. h in A, ein Stromknoten vorhanden ist. Die Sendwirkung des Gebildes ist also nur diejenige eines einfachen senkrechten Luftleiters. Es ist augenscheinlich, daß auf diese Weise dasselbe Gebilde gleichzeitig als Sende- und Empfangsstromgebilde benutzt werden kann, ohne daß Störungen beim Empfang durch die Sendeströme auftreten. Die gesonderte und gleichzeitige Benutzung der beiden miteinander auf dem Luftleiterrahmen bestehenden Stromgebilde geschieht durch einfache Differentialschaltung. Die Sendeströme, welche, wie eben gesagt, den Luftleiterrahmen doppelt durchfließen, gehen offenbar durch die beiden Hälften der Primärwicklung P in den beiden entgegengesetzten Richtungen, und üben daher keine Wirkung auf die Sekundärwicklung S und mithin auf den Detektor R. Dieser ist also zwar für die ganz schwachen Empfangsströme empfindlich, spricht aber nicht auf die unvergleichlich stärkeren Sendströme an.

D.R.P. 418 508. Einrichtung zum Wechselverkehr mit ungedämpften Schwingungen. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. Mai 1918 ab. Ausgegeben am 11. September 1925.

Die Erfindung bezieht sich darauf, beim Wechselverkehr zwischen Stationen, welche mit ungedämpften Schwingungen und Überlagerungsempfang arbeiten, die benutzte Wellenlänge konstant zu halten. Wie diese Aufgabe gelöst werden

kann, ist in der Fig. 7 an Hand eines Ausführungsbeispieles gezeigt. Im Anodenkreis liegt parallel zu dem Blockkondensator 6 das Telephon 7, welches durch den Schalter 8 bei „Senden" kurzgeschlossen wird. Parallel zu einem Blockkondensator 9 liegt die Anodenbatterie 10, von welcher durch einen Umschalter 11 bei „Senden" und „Empfang" ein verschieden großer Teil in den Anodenkreis eingeschaltet wird. 12 ist der Gitterschwingungskreis mit Gittervariometer 13 und Gitterkondensator 14. Bei dieser Station würde durch Umschaltung von „Senden" auf „Empfang" eine

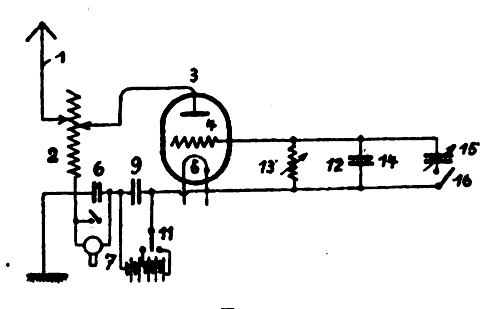


Fig. 7.

Wellenänderung eintreten. Fügt man aber beispielsweise im Gitterkreise parallel zu dem Kondensator 14 einen kleinen einstellbaren Kondensator 15 durch den Schalter 16 zwangläufig mit dem Umschalten von „Senden" auf „Empfang" hinzu, so kann man erreichen, daß die Verkleinerung der Wellenlänge, welche durch die Verminderung der Anodenspannung eintreten würde, gerade ausgeglichen wird durch die Verlängerung der Wellenlänge durch die Hinzufügung des Kondensators 15.

Anordnung zum Überlagerungsempfang.

D.R.P. 418 413. Anordnung zum Überlagerungsempfang elektrischer Schwingungen. Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m.b.H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 18. Dezember 1918 ab. Ausgegeben am 7. September 1925.

Die Erfinudng beruht im wesentlichen darauf, daß die an der Empfangsstelle erzeugten Hilfsschwingungen und die empfangenen Schwingungen durch Elektronenrelais derart beeinflußt werden, daß die beiden Knickpunkte der Charakteristik der Empfangsröhren zur Wirkung kommen. In Fig. 8 ist die Kurve der Charakteristik eines Elektronen-

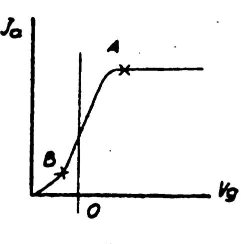


Fig. 8.

relais dargestellt. Es ist die Beziehung zwischen den Anodenströmen Ia und der Gitterspannung Vg. Die Kurve zeigt zwei Knickpunkte A und B. Im allgemeinen liegt der Nullpunkt des Gitterpotentials am Anfang der Kurve in der Nähe B oder in der Mitte zwischen beiden Knickpunkten auf der Linie O. Die Erfindung kennzeichnet sich nun dadurch, daß der zur Erzeugung der Hilfsschwingungen dienende Röhrengenerator 6 gemäß Ausführungsbeispiel nach Fig. 9, an der Empfangsstelle so eingestellt ist, daß er an einem Knickpunkt der Charakteristik arbeitet, und daß die von ihm erzeugten Hilfsschwingungen eine solche Stärke haben, daß die zweite Knickstelle der Röhrencharakteristik erreicht wird, also beide Knickstellen zur Wirkung kommen, und daß schließlich gleichzeitig die Frequenzen beider Schwingungen so sehr gegeneinander verstimmt sind, daß nach wenigen Senderschwingungen einmal eine Phasendifferenz von 180° gegen die Überlagerungsschwingung vorkommt, so daß diese

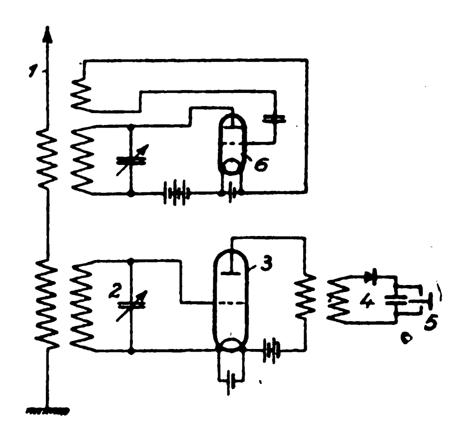


Fig. 9.

auf das Telephon wirkenden Impulse verstärkt werden und dadurch die den empfangenen Schwingungen aufgedrückten Eigentümlichkeiten (Ton oder Sprache) erhalten bleiben.

Anordnung zur geheimen Übermittlung drahtloser Nachrichten.

D.R.P. 418 509. Anordnung zur geheimen Übermittlung drahtloser Zeichen und Nachrichten. C. Lorenz Akt.-Ges., in Berlin-Tempelhof. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 12. September 1925.

Erfindungsgemäß wird zur Geheimhaltung der Nachrichtenübermittlung auf der Sende- und der Empfangsseite je ein Abstimmglied verwendet, das unregelmäßig ausgebildet oder angeordnet ist, das aber auf beiden Seiten gleichgebaut ist, so daß die Länge der ausgesandten Welle weder dauernd konstant ist (wie bei dem gewöhnlichen offenen Senden),

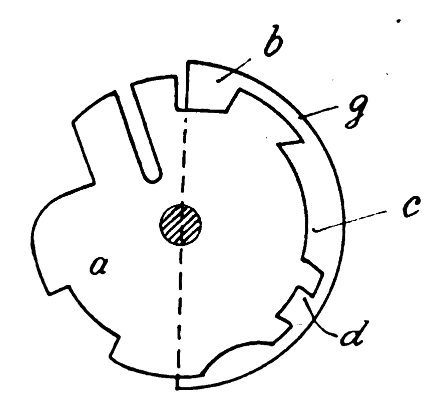


Fig. 10.

noch streckenweise konstant (wie in Patentschrift 381 513), noch sich so regelmäßig ändert, daß ein Fremder die Regel, nach der diese Änderung vor sich geht, erkennen und zur Abstimmung seines eigenen Empfängers ausnutzen kann. Vielmehr ist die zeitliche Änderung der Wellenlänge scheinbar ganz unregelmäßig, so daß nur diejenige Station empfangen kann, der die eintretende Veränderung der Wel-

lenlänge bekannt ist und die ihre Abstimmung danach einrichtet. Dabei muß natürlich auf die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen nötigenfalls Rücksicht genommen werden. In der Fig. 10 ist eine Ausführungsform der Erfindung bei Verwendung eines Kondensators dargestellt. Die Kondensatorplatte a ist an ihrer Peripherie mit ungleichmäßigen Ausschnitten b, c, d usw. versehen und rotiert beispielsweise gegenüber einer feststehenden halbkreisförmigen Gegenplatte g. Ein derartiger Kondensator ist in bekannter Schaltung in einen Abstimmkreis eingeschaltet, der auf der Sendeseite wie auch auf der Empfangsseite vorgesehen ist. Infolgedessen wird für den Abstimmkondensator des Senders und den Abstimmkondensator des Empfängers die gleiche rotierende Kondensatorplatte verwendet, so daß Änderungen in der Abstimmung sowohl auf der Sende- wie auf der Empfangsseite innerhalb des gleichen Bereichs und nach der gleichen Kurve erfolgen.

Verschiedenes.

Vakuumröhren.

D.R.P. 418 637. G a s e n t l a d u n g s r ö h r e m i t G l e i c h r i c h t e r w i r k u n g. Johannes Michael Schmierer und Firma Deutsche Glimmlampen G. m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 14. Februar 1924 ab. Ausgegeben am 10. September 1925.

Die Gasentladungsröhre kennzeichnet sich dadurch, daß sie eine an sich bekannte, möglichst kleine Elektrode beliebiger Form und eine zweite, wesentlich stabförmige Elektrode von hohem Leitungswiderstand enthält, die mit ihrem freien Ende der ersten Elektrode zugekehrt ist. Die Stabelektrode ist an ihrem der zweiten Elektrode abgekehrten Ende mit einer Hülle umgeben, die die Glimm-Lichtbildung unterdrückt. Die Stromdurchlässigkeit einer derartigen Gasentladungsröhre ist von der Stromrichtung abhängig, so daß der bei Wechselstromspeisung hindurchgelassene Strom elektrolytische Wirkungen hervorrufen kann. Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Stromrichtung erklärt sich folgendermaßen: Ist die stabförmige Elektrode Kathode, so überzieht sie sich an der ganzen Oberfläche mit Glimmschicht (sofern der Gesamtwiderstand des Stromkreises einen gewissen Höchstwert nicht überschreitet). Bei der der kleinen Elektrode nächstgelegenen Stelle der Glimmschicht wirkt der gesamte Widerstand der Stabelektrode als Vorschaltwiderstand, bei einer Stelle der Glimmschicht in der Mitte des Stabes ist nur noch die Hälfte desselben als Vorschaltwiderstand wirksam usf., so daß der resultierende Widerstand wesentlich niedriger ist als der zwischen den Stabenden gemessene Widerstandswert. Ist dagegen die Stabelektrode als Anode wirksam, so bleibt der Stromaustritt auf das freie (der kleinen Elektrode zugekehrte) Ende beschränkt, und der ganze Stab ist als Vorschaltwiderstand wirksam. Dazu kommt noch, daß an der kleinen Elektrode der Kathodenfall in hohem Grade anormal wird, so daß die Stromstärke beträchtlich niedriger ist als bei umgekehrter Stromrichtung.

D.R.P. 418 948. V a k u u m r ö h r e m i t m a g n e t i s c h w i r k e n d e m S t e u e r o r g a n. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 24. April 1918 ab. Ausgegeben am 21. September 1925.

Die Erfindung besteht darin, daß statt des üblichen Gitters, welches rein elektrostatisch wirkt, eine Steuerspule 6 (Fig. 11) vorgesehen ist, welche von den steuernden Strömen durchflossen ist. Die Kathode 4, vorzugsweise Glühkathode, liegt in der Achse dieser Steuerspule. Die Steuerung des Elektronenstromes erfolgt dadurch, daß die Steuerströme durch die Steuerspule geleitet werden und im wesentlichen auf magnetischem Wege die Steuerwirkung ausüben. Genau betrachtet, unterliegen allerdings die Elektronen bei ihrer Bewegung drei verschiedenen Kräften, einerseits dem von der Anode herrührenden Felde, welches bestrebt ist, ihre Elektronen zur Anode zu ziehen, zweitens den magnetischen Kräften, welche die Spule ausübt und welche je nach Stärke des Feldes eine mehr oder minder

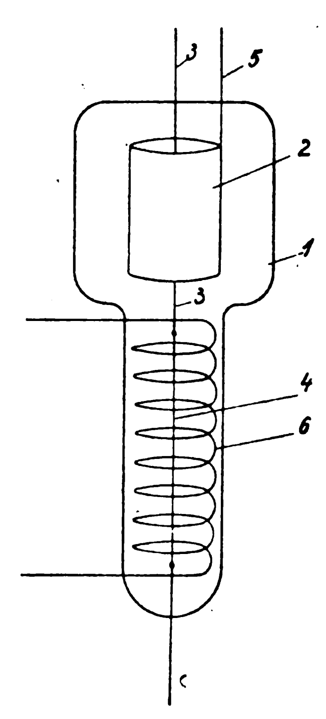


Fig. 11.

starke Krümmung der Bahn der Elektronen bewirken. Hinreichend starke Felder sperren den Elektronenstrom vollständig ab. Als dritte die Elektronenbewegung beinflussende Kraft kommt die elektrostatische Wirkung der Spannungen zur Geltung, welche an den Spulenenden auftreten. Versuche haben gezeigt, daß das Zusammenwirken der genannten Kräfte bei einem Röhrenaufbau, wie er beispielsweise durch die Figur 11 dargestellt ist, außerordentlich empfindliche Verstärker- oder Relaiswirkungen ergibt.

D.R.P. 419 526. E l e k t r o d e f ü r E n t l a d u n g s r ö h r e n. N. V. Philips Gloeilampenfabrieken in Eindhoven, Holland. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. Juli 1923 ab. Ausgegeben am 3. Oktober 1925. Priorität: Holland 8. Juli 1922.

Die Erfindung hat zum besonderen Zweck, die Befestigung der Windungen an den Stützen zu vereinfachen und

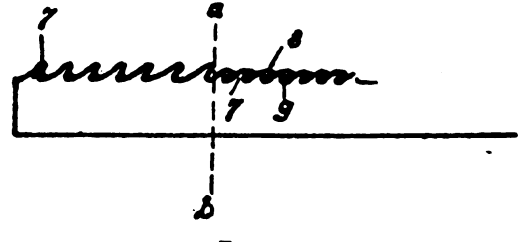


Fig. 12.

zu verbessern, so daß ein gleichmäßiges und gut haltbares Erzeugnis auf einfache Weise erhalten wird. Die Elektrode

gemäß der Erfindung besteht in bekannter Weise aus einem auf eine oder mehrere mit Buten oder Einschnitten versehene Stützen, gewickelten Band oder Draht. Die zwischen den Nuten befindlichen Zähne 7 (Fig. 12) sind derart umgebogen, daß das Band oder der Draht in der Nut eingeschlossen und festgehalten wird. Um das Umbiegen der Zähne zu erleichtern, werden nach einer besonderen Ausführungsform der Erfindung die Nuten, zweckmäßig unter einem Winkel, der kleiner als 90° ist, in die Stützen eingeschnitten. Die Stützen werden in Längsrillen eines Dornes gelegt, worauf die Nuten nach einer Schraubenlinie in die Stützen eingeschnitten werden. Sodann wird der Draht in die Nuten gewickelt, und letztere werden durch Umbiegen der dazwischenliegenden Zähne geschlossen.

Literaturschau.

Von **O. Schöpflin.**

W. H. Paulett. Three-Valve Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 303. XVI. Nr. 10, 1925.)

W. H. F. Griffiths. A Standard Multivibrator Wavemeter. (The Wireless World and Radio Review, S. 309. XVI. Nr. 10, 1925.)

F. C. Osorio. Hilversum Broadcasting Station. (The Wireless World and Radio Review, S. 315. XVI. Nr. 10, 1925.)

R. H. Cook. One-Valve L. F. Amplifier. (The Wireless World and Radio Review, S. 319. XVI. Nr. 10, 1925.)

R. H. Bangay. Valve Characteristics. (The Wireless World and Radio Review, S. 323. XVI. Nr. 10, 1925.)

R. L. Smith-Rose. The „Pitch" Scale Applied to Broadcast Receiving Apparatus. (The Wireless World and Radio Review, S. 329. XVI. Nr. 10, 1925.)

N. P. Vincer-Minter. Crystal-Valve Reflex-Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 335. XVI. Nr. 11, 1925.)

H. Houghton. An Effective Frame Aerial. (The Wireless World and Radio Review, S. 343. XVI. Nr. 11, 1925.)

T. W. Ridge. A Five-Valve Broadcast Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 356. XVI. Nr. 11, 1925.)

E. Mallett and **A. P. Castellain.** The Testing of Detectors. (The Wireless World and Radio Review, S. 347. XVI. Nr. 11, 1925.) Der Verfasser beschreibt Prüfungsanordnungen und Methoden zur Feststellung der Geichrichterwirkung und deren Größe von Detektorkristallen. Er gibt gleichzeitig die durch ihn erzielten Prüfungsresultate bei gleichzeitiger Angabe des Dämpfungseffektes bekannt.

C. H. Stephenson. The „Square Law" Condenser. (The Wireless World and Radio Review, S. 351. XVI. Nr. 11, 1925.) Der Verfasser vergleicht in seinem Artikel einen gewöhnlichen mit einem sogenannten Nierenplatten-Kondensator.

F. H. Hayness. Progress in Receiver Design. (The Wireless World and Radio Review, S. 367. XVI. Nr. 12, 1925.)

William Reece. Commercial Wireless Telegraphy. (The Wireless World and Radio Review, S. 373. XVI. Nr. 12, 1925.)

The First International Amateur Congress. (The Wireless World and Radio Review, S. 379. XVI. Nr. 12, 1925.)

N. W. McLachlan. Interference. (The Wireless World and Radio Review, S. 391. XVI. Nr. 12, 1925.)

G. Rolland Willans. The International Broadcasting Bureau. (The Wireless World and Radio Review, S. 372. XVI. Nr. 12, 1925.) Der Verfasser beschreibt das Programm, was diese neue Organisation sich als Ziel ausgesetzt hat.

F. H. Haynes. Wavelength Units. (The Wireless World and Radio Review, S. 387. XVI. Nr. 12, 1925.) Zur Einstellung eines Kristall-Detektors benötigt man einen Wellenmesser, mittels dessen Hilfsschwingungen gesendet werden können. Der Verfasser beschreibt eine einfach herzustellende Anordnung mit genauen Angaben.

Stanley Cursiter. A Novel Crystal Set. (The Wireless World and Radio Review, S. 403. XVI. Nr. 13, 1925.)

A. P. Castellain. Testing for Distortion. (The Wireless World and Radio Review, S. 407. XVI. Nr. 13, 1925.)

W. James. Harmonic Superheterodyne Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 415. XVI. Nr. 13, 1925.)

R. P. G. Denman. Wireless at the Science Museum. (The Wireless World and Radio Review, S. 425. XVI. Nr. 13, 1925.)

W. James. Superheterodyne Receivers. (The Wireless World and Radio Review, S. 400. XVI. Nr. 13, 1925.) Der Verfasser beschreibt die verschiedenen Transponierungsempfänger, die mit harmonischen Schwingungen arbeiten.

L. L. Barnes. The Crystal as an H. F. Amplifier. (The Wireless World and Radio Review, S. 421. XVI. Nr. 13, 1925.) Der Verfasser beschreibt die Verstärkungsmöglichkeit hochfrequenter Schwingungen, wobei als Kristall Zynkite verwendet wurde.

W. James. Three-Valve Portable Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 433. XVI. Nr. 14, 1925.)

F. H. Haynes. The Motorist's All-Range Portable. (The Wireless World and Radio Review, S. 439. XVI. Nr. 14, 1925.)

A. J. Woodward. A Long-Distance Single-Valve Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 455. XVI. Nr. 14, 1925.)

A. P. Castellain. High-Frequency Resistance. (The Wireless World and Radio Review, S. 456. XVI. Nr. 14, 1925.)

Charles Greenwood. Law, Landlords and Wireless. (The Wireless World and Radio Review, S. 461. XVI. Nr. 14, 1925.)

P. W. Willans. Neutrodyne Receivers. (The Wireless World and Radio Review, S. 437. XVI. Nr. 14, 1925.) Der Verfasser beschreibt eine Art von Schwingungsunterdrückung (Neutralisierung) bei Hochfrequenzverstärker.

R. D. Bangay. The Three-Electrode Valve Detector. (The Wirelesse World and Radio Review,

S. 449. XVI. Nr. 14, 1925.) Der Verfasser bespricht die Vorgänge in einer Drei-Elektrodenröhre, die als Detektor benutzt wird. Er bringt auch verschiedene Diagramme, bei welchen die (Hochfrequenz und Gleichrichter) Komponente veranschaulicht sind.

F. L. Devereux. Compact Three-Valve Receiver for Longe Waves. (The Wireless World and Radio Review, S. 465. XVI. Nr. 15, 1925.)

N. Ashbridge. Calling Up by Wireless. (The Wireless World and Radio Review, S. 470. XVI. Nr. 15, 1925.)

S. J. Mathews. Accumulators for Plate Current. (The Wireless World and Radio Review, S. 475. XVI. Nr. 15, 1925.)

A. P. Castellain. Selective Morse Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 479. XVI. Nr. 15, 1925.)

W. Peeters. Radio in Holland. (The Wireless Word and Radio Review, S. 505. XVI. Nr. 16, 1925.)

Dr. J. A. Fleming, F. R. S. William Sturgeon. The Centenary of the Electro-Magnet. The Wireless World and Radio Review, S. 506. XVI. Nr. 16, 1925.)

F. H. Haynes. American Sets and Components. (The Wireless World and Radio Review, S. 510. XVI. Nr. 16, 1925.)

W. James. Tropadyne Receiver. (The Wireless World and Radio Review, S. 520. XVI. Nr. 16, 1925.)

Kimball Houton Stark. The American Neutrodyne. (The Wireless World and Radio Review, S. 525. XVI. Nr. 16, 1925.)

W. H. Merriman. A. Page of Comparisons. (The Wireless World and Radio Review, S. 500. XVI. Nr. 16, 1925.) Der Verfasser gibt eine Zusammenstellung über die in verschiedenen Länerd uafgestellten Radiostationen, deren Antennenenergie in Watt und das Verhältnis Wattzahl per Quadratkilometer. Hiernach sind:

Land	Anzahl der Stationen	Antennenenergie i. W.	Watt/km²
Vereinigte Staaten	97	72 000	0,023
Canada	27	19 090	0,005
Großbritannien . .	20	45 000	0,47
Deutschland . . .	15	24 000	0,09
Schweden	10	3 750	0,021
Frankreich . . .	9	13 200	0,062
Argentinien . . .	9	ca. 2 500	0,002
Holland	7	8 500	0,7
Spanien	7	6 000	0,03
Australien . . .	5	2 500	0,001
Tschechoslovakei .	4	4 000	0,074
Brasilien	4	17 000	0,005
China	4	—	—
New-Zealand . .	3	1 500	0,015
Schweiz	3	1 500	0,09
Dänemark . . .	3	4 500	0,27
Alaska	3	210	0,0004
Chile	3	—	—
Belgien	2	1 750	0,15
Österreich . . .	2	2 000	0,065
Mexiko	2	1 000	0,001
Italien	2	5 000	0,045
Cuba	2	1 000	0,022
Portugal	1	15 500	0,44
Ungarn	1	1 000	0,028
Norwegen	1	500	0,004
Polen	1	250	0,002
Serbien	1	1 500	0,016
Havai	1	500	0,08
Indien	1	—	—

Bücherbesprechungen.

Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. Dr. J. Zenneck und Dr. H. Rukop. 5. Auflage. Stuttgart. Verlag von Ferdinand Enke. 1925.

Nachdem das Zennecksche Lehrbuch jahrelang vergriffen war, liegt es seit Anfang des Jahres nunmehr in fünfter Auflage wieder vor. Ein eigenartiges Schicksal hat über dieser Auflage gewaltet. Im Jahre 1919, als Prof. Zenneck bereits seit 4 Jahren in Amerika festgehalten war, entschloß sich der Verlag, einen Neudruck des Werkes zu veranstalten. Dieser Neudruck lag fertig vor, als Prof. Zenneck im Sommer 1919 nach Deutschland zurückkehrte. Die beispiellose umwälzende Entwicklung der Hochfrequenztechnik machte es erforderlich, daß der den Elektronenröhren gewidmete Teil des Buches, der in der 4. Auflage dem Buche noch in Form eines kleinen Anhangs angegliedert war, erheblich erweitert wurde.

So wurde Dr. Rukop für die Bearbeitung dieses Teiles, der unter dem Titel „Vakuumröhren" das 15. Kapitel des Buches bildete, gewonnen. Es ist begreiflich, daß unter der sich überstürzenden Entwicklung gerade dieses Gebietes die Fertigstellung dieses Kapitels durch die Notwendigkeit sich wiederholender Umarbeitungen stark verzögert wurde.

So sind zwischen dem Neudruck des alten Zenneckschen Lehrbuches und der Fertigstellung des XV. Kapitels etwa 5 Jahre verflossen. Diese lange Pause mußte natürlich der Einheitlichkeit des ganzen Werkes Abbruch tun, zumal, wenn man bedenkt, daß infolge der Kriegsverhältnisse seit der 1912 erschienenen zweiten Auflage des Zenneckschen Buches eine Neubearbeitung nicht hatte stattfinden können. Dafür ist diese Pause aber dem XV Kapitel zugute gekommen, was schon in seinem Umfang, es umfaßt nicht weniger als 350 Seiten gegenüber den etwa 500 Seiten der übrigen Kapitel zum Ausdruck kommt. Inzwischen hat auch die Entwicklung der Elektronenröhre ein etwas ruhigeres Tempo angenommen, sodaß ein Ueberblick auch über die riesenhaft angeschwollene Literatur möglich war. So stellt sich dieses Kapitel als eine Art modernsten Kompendiums über die Elektronenröhre und ihre praktische Anwendung dar, insbesondere der Arbeiten von Telefunken, wie wir es in ähnlicher Vollständigkeit in Deutschland bisher nicht besitzen. Ganz besonders wertvoll ist dieses Kompendium durch sein reichhaltiges Literaturverzeichnis, das nicht nur die in zahllosen Zeitschriften und Patentschriften zerstreute Literatur enthält, sondern darüber hinaus noch Hinweise auf Prioritäten, die infolge der Kriegsverhältnisse nicht durch Drucklegung festgelegt werden konnten.

Ueber die anderen Kapitel, „den alten Zenneck" lobendes zu sagen, dürfte sich erübrigen. Der durch den Zwang der Verhältnisse bedingte Nachteil, daß die praktischen Fortschritte der drahtlosen Technik der letzten Jahre hier nicht berücksichtigt werden konnten, verschwindet gegenüber den genügsam bekannten Vorzügen dieses fast seit den Anfängen der drahtlosen Telegraphie bekannten Standart-Werkes, das seither wohl ausnahmslos jeder Hochfrequenztechniker, wie Dr. Rukop sich in seinem Vorwort ausdrückt, „als Bibel der elektrischen Schwingungslehre" lieben und schätzen gelernt hat. Der häufig geäußerte Wunsch derjenigen, die diese „Bibel" bereits besitzen, den Rukopschen Abschnitt, also, um im Bilde zu bleiben, „Das neue Testament" als besonderen Band zugänglich zu machen, wird verstummen, wenn uns demnächst hoffentlich die nächste Auflage aus einem Guß vorliegt. **P. Gehne.**

Briefkasten.

Zu meinem Aufsatz „Elektromagnetisches Hochfrequenzfeld in lamelliertem Eisen" in Heft 2 des Bandes 26 beehre ich mich folgendes mitzuteilen:

In der Einleitung Seite 29 ist gesagt: „Wie sich zahlenmäßig zeigen wird, gestatten schon sehr dünne nicht leitende Schichten zwischen den Eisenblechen ein rasches und wenig gedämpftes Vordringen der magnetischen Kraft, so daß bei den benutzten Frequenzen der Niederfrequenztechnik und den überhaupt in Betracht kommenden Dimensionen von Eisenkörpern die für die konstruktive Berechnung von Wechselstromtransformatoren gebräuchliche Annahme einer im ganzen Querschnitt der Isolierschichten gleichen Feldstärke mit großer Strenge berechtigt ist. Im übrigen haben sich meines Wissens die Niederfrequenztechniker auch unter diesen einfachen Verhältnissen bis vor verhältnismäßig kurzer Zeit kein genaues Bild über das elektromagnetische Feld in lamelliertem Eisen gemacht. Erst Fritz Emde hat unter der einschränkenden Voraussetzung quasistationärer Magnetisierung einschließlich des Inneren der Eisenbleche die Verhältnisse bei 50 Perioden beleuchtet (Phys. Zeitschr. **23**, 1922, S. 344 bis 350)."

Vor einigen Tagen bin ich auf eine Arbeit von Rudolf Bach gestoßen „Elektrische Wellen in geschichteten Körpern" (Arch. f. Elektrot. VII, 1918, S. 225 ff.). Diese hat einige Berührungspunkte mit meinem Aufsatz, trotzdem bei Bach den Verhältnissen bei Dynamos sich anpassend eine wellenförmige Verteilung des Strombelages an der Grenzfläche des lamellierten Körpers vorausgesetzt ist, und außerdem Niederfrequenz im Vordergrund der Betrachtung steht.

In dem Glauben, daß verwandte Untersuchungen nicht existierten, bin ich bestärkt worden nicht nur durch Erörterung des Gegenstandes mit Fachgenossen, sondern auch durch das Fehlen eines Hinweises in der zitierten Arbeit von Emde sowie in den Literaturangaben der Hand- und Lehrbücher der drahtlosen Telegraphie.

O. Betz.

Zur gefl. Beachtung!

Mit dem vorliegenden Heft 6 von Band 26 scheidet Herr **Dr. Eugen Nesper** aus der Redaktion des Jahrbuches wegen Arbeitsüberhäufung aus.

Die Herausgabe des Jahrbuches der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Zeitschrift für Hochfrequenztechnik übernimmt mit dem nunmehr beginnenden Band 27 Herr **Geheimrat Professor Dr. J. Zenneck, München,** in Gemeinschaft mit Herrn **Privatdozent Dr. E. Mauz, Greifswald.**

Die Adresse der Schriftleitung ist fortan: Herr **Privatdozent Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut,** an die alle Zuschriften und Manuskriptsendungen zu richten sind.

Berlin, Dezember 1925.

Verlag des
Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik.
M. Krayn, Berlin W 10.




Digitized by Google

C. LORENZ • AKTIENGESELLSCHAFT

BERLIN — TEMPELHOF



WIR BAUEN JEDE ART VON

UNTERHALTUNGS-RUNDFUNK-GERÄTEN

SPEZIAL-DOPPEL-KOPFFERNHÖRER FÜR FUNKEN-TELEGRAPHIE / RUNDFUNK-EMPFÄNGER / LAUTSPRECHER

★

DRAHTLOSE STATIONEN

» ALLER SYSTEME UND GRÖSSEN «

★

EMPFANGS-ANLAGEN

FÜR HOCH- UND RAHMEN-ANTENNEN

★

C. LORENZ ★ AKTIENGESELLSCHAFT

BERLIN-TEMPELHOF, LORENZWEG

Eigene Zweigniederlassungen oder Vertretungen an allen größeren Plätzen

Druck: Gebr. Unger, Berlin SW, Bernburger Str. 30.

